

Titre: Étude de faisabilité du recyclage de l'uranium de retraitement en réacteur à eau lourde
Title:

Auteur: Cécile Carre
Author:

Date: 2011

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Carre, C. (2011). Étude de faisabilité du recyclage de l'uranium de retraitement en réacteur à eau lourde [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal].
Citation: PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/557/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/557/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Alain Hébert, Jean Koclas, & Jérémy Lonchamp
Advisors:

Programme: Génie énergétique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE DE FAISABILITÉ DU RECYCLAGE DE L'URANIUM DE RETRAITEMENT
EN RÉACTEUR À EAU LOURDE

CÉCILE CARRE
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE ÉNERGÉTIQUE)
AVRIL 2011

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

ÉTUDE DE FAISABILITÉ DU RECYCLAGE DE L'URANIUM DE RETRAITEMENT
EN RÉACTEUR À EAU LOURDE

présenté par : CARRE, Cécile

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. MARLEAU, Guy, Ph.D., président.

M. HEBERT, Alain, D.Ing., membre et directeur de recherche.

M. KOCLAS, Jean, Ph.D., membre et codirecteur de recherche.

M. LONCHAMPT, Jérémy, Ing., membre et codirecteur de recherche.

M. CHAMBON, Richard, Ph.D., membre.

À mes parents.

REMERCIEMENTS

J'aimerais remercier mon directeur de maitrise Alain Hébert, d'abord pour m'avoir donné la possibilité de réaliser ce projet en partenariat avec AREVA, mais aussi pour son aide tout au long de l'étude. Je remercie également Guy Marleau pour sa disponibilité et son aide, qui m'ont permis de mener mon projet à bien, et Richard Chambon, pour ses précieux conseils.

Je tiens à remercier particulièrement mon tuteur de stage Jérémy Lonchamp, qui m'a suivie tout au long du stage au sein d'AREVA et m'a beaucoup aidée dans l'interprétation et la mise en forme de mes résultats. Merci aussi à Songhui Zeng et Benoit Winterholer pour leurs conseils avisés. Merci à Sébastien Thareau, Annick Elie, Michel Doucet, et tous les ingénieurs du Département Neutronique d'AREVA NP (Lyon) pour leur accueil chaleureux et une ambiance de travail particulièrement agréable.

Merci à tous les membres de l'IGN pour leur bonne humeur, et en particulier à Vincent Descotes et Maxime Guyot pour l'aide qu'ils m'ont apportée si souvent.

Enfin, merci à François, à mes colocataires et aux membres de ma famille qui m'ont soutenue et encouragée tout au long de ma maitrise.

RÉSUMÉ

Les réacteurs à eau lourde (PHWR) ont la particularité de pouvoir fonctionner avec de l'uranium naturel (Unat) non enrichi (dont la teneur en U-235 est de 0.7% environ), contrairement aux réacteurs à eau légère (LWR) qui nécessitent un combustible enrichi en U-235 à plus de 3.5%. Cette particularité a rendu possible la *synergie* entre les LWR et PHWR, l'idée étant que le combustible irradié dans les LWR contiendrait encore une proportion suffisante de matière fissile pour être utilisé dans les PHWR, dans un second cycle du combustible.

Dans cette étude, menée dans le cadre d'un stage chez AREVA, nous portons plus spécifiquement notre intérêt sur l'uranium de retraitement (URT), issu du cycle du combustible des réacteurs à eau légère, et à la possibilité de recycler ce dernier dans les PHWR (le modèle de PHWR étudié est le CANDU 6). L'objectif est de réaliser une étude de sensibilité pour comparer le comportement des différents combustibles URT en PHWR vis-à-vis des principaux paramètres neutroniques.

Dans un premier temps on réalise une bibliographie sur la physique des réacteurs à eau lourde afin d'identifier les paramètres pertinents à étudier pour statuer sur la faisabilité du recyclage de l'URT dans les PHWR. Par la suite, on construit un modèle neutronique du PHWR à l'aide des codes de calcul de cellule et de cœur DRAGON et DONJON Version 4.

L'étude de sensibilité consiste d'abord à établir une formule d'équivalence énergétique généralisée pour l'URT dans le PHWR, permettant d'associer un URT (connaissant sa composition isotopique) à un combustible issu d'Unat équivalent énergétiquement. Cette formule est issue de la comparaison de calculs de cœurs moyennés dans le temps pour divers combustibles. Dans un deuxième temps on cherche à quantifier l'impact de l'URT sur les paramètres de sûreté du réacteur à eau lourde, à partir de calculs de cellule et de cœur.

ABSTRACT

Pressurised Heavy Water Reactors (PHWR) can use natural uranium fuel (“Unat”, whose U-235 concentration is 0.7114%) without enrichment, whereas Light Water Reactors (LWR) need a more than 3.5% enriched uranium fuel. This specificity enables “synergy” between LWR and PHWR, giving that irradiate fuel from LWR still contains enough fissile materials to be reused in PHWR, in a second fuel cycle.

This study, part of an internship with AREVA (France), focuses on the feasibility of recycling Reprocessed Uranium (URT), which is a product from backend LWR cycle, in PHWR. The type of PHWR considered in this work is the CANDU 6. The objective is to perform a sensitivity analysis to compare several types of URT about their efficiency in PHWR, according to the main neutronic parameters.

First, a bibliography on PHWR physics is done so as to determine pertinent parameters to study in order to conclude about the feasibility of recycling URT in PHWR. Then, a complete calculation scheme of PHWR is computed with lattice and full-core codes DRAGON and DONJON Version 4.

The sensitivity analysis consists, on the one hand, in determining an energetic equivalence law for URT in PHWR, which associates a URT fuel (knowing its isotopy) with an equivalent (enriched) Unat fuel. This law is established by comparing core calculation for different fuels, with the Time Average method. On the other hand, safety parameters are computed for various fuels (URT or Unat) in order to quantify the impact of URT isotopes on PHWR’s safety. The calculation of the safety parameters uses both lattice and core calculation scheme.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vi
TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES TABLEAUX	x
LISTE DES FIGURES	xi
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xiii
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Cycle du combustible des réacteurs thermiques	1
1.1.1 Généralités sur les PHWR	2
1.1.2 Cycles du combustible CANDU et PWR	3
1.2 Uranium de retraitement et synergie PWR/PHWR	5
1.3 Objectifs de l'étude	6
1.3.1 Déterminer la loi d'équivalence énergétique de l'URT en CANDU 6	6
1.3.2 Étudier l'impact de l'URT sur les paramètres de sûreté du CANDU 6	7
CHAPITRE 2 FONCTIONNEMENT DU RÉACTEUR CANDU 6	8
2.1 Principales caractéristiques du réacteur CANDU 6	8
2.1.1 Caractéristiques des grappes de combustible	11
2.1.2 Rechargement du combustible	15
2.2 Homogénéisation de la nappe de puissance	15
2.2.1 Limites de puissance	15
2.2.2 Mécanismes de contrôle de la réactivité	17
2.2.3 Combustion différentielle	19
2.2.4 Rechargement du combustible bidirectionnel	20
2.3 Aspects neutroniques du CANDU 6	22

2.3.1	Bilan neutronique	22
2.3.2	Spectre neutronique	23
2.3.3	Effets en réactivité	23
2.4	Paramètres étudiés dans la suite de l'étude	24
CHAPITRE 3 EQUATIONS DU CALCUL NEUTRONIQUE		26
3.1	Equation de transport multigroupe	26
3.1.1	Flux neutronique	26
3.1.2	Équation de transport	27
3.1.3	Terme source	27
3.1.4	Conditions frontières	28
3.1.5	Discrétisation multigroupe	28
3.2	Résolution de l'équation de transport	29
3.2.1	Méthode des probabilités de collision	29
3.2.2	Tracking	30
3.2.3	Auto-protection des résonances	30
3.3	Homogénéisation et condensation	30
3.4	Calcul d'évolution	31
3.5	Équation de diffusion	32
3.5.1	L'approximation P1	32
3.5.2	La loi de Fick	33
3.5.3	Conditions frontières	34
3.5.4	Discrétisation de l'équation de diffusion	34
3.5.5	Résolution de l'équation de diffusion	34
3.5.6	Définition des calculs moyennés dans le temps	35
CHAPITRE 4 MODÉLISATION DU RÉACTEUR CANDU 6		38
4.1	Modélisation de la cellule 2D	39
4.1.1	Évolution du combustible	40
4.1.2	Création de la multicompo	41
4.1.3	Calculs des coefficients de réactivité	43
4.2	Modélisation de la supercellule 3D	44
4.3	Modélisation du cœur 3D	46
4.4	Conception et utilisation des schémas de calcul	47
CHAPITRE 5 ÉQUIVALENCE ÉNERGÉTIQUE DE L'URT DANS UN CANDU6		51
5.1	Loi d'équivalence énergétique généralisée pour l'URT dans le CANDU 6	51

5.1.1	Principe de l'équivalence énergétique	51
5.1.2	Étape préliminaire à la détermination de la loi d'équivalence énergétique	52
5.1.3	Détermination de la loi d'équivalence généralisée	53
5.1.4	Validation de la formule d'équivalence généralisée	57
5.2	Formules d'équivalence spécifiques à l'Unat et au SEU	57
5.2.1	Calcul des formules d'équivalence énergétique spécifiques	57
5.2.2	Validation des formules d'équivalence énergétique spécifiques	58
5.3	Effets de la variabilité de la composition de l'URT sur sa valeur énergétique . .	59
5.4	Équivalence calculs de cellule 2D et calculs de coeur 3D	61
CHAPITRE 6	ÉTUDE DES PARAMÈTRES DE SÛRETÉ	63
6.1	Hypothèses de calcul	63
6.2	Calcul de la puissance de canal maximum et de l'antiréactivité des mécanismes de contrôle	64
6.2.1	Optimisation de la stratégie de rechargement pour les combustibles Unat et SEU-085	64
6.2.2	Puissance de canal maximum	67
6.2.3	Antiréactivité des mécanismes de contrôle	69
6.3	Calcul des coefficients de température, de vide et d'efficacité du bore	71
6.3.1	Coefficient de température du combustible	72
6.3.2	Coefficient de température du modérateur	76
6.3.3	Coefficient de température du caloporteur	77
6.3.4	Coefficient de vide du caloporteur	79
6.3.5	Efficacité du bore dans le modérateur	81
6.4	Impact de l'URT sur la puissance résiduelle du combustible	81
CHAPITRE 7	CONCLUSION	85
RÉFÉRENCES	86

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1	Les réacteurs CANDU dans le monde (en 2009)	3
Tableau 1.2	Domaine isotopique de validation de la formule d'équivalence énergétique	7
Tableau 2.1	Dimensions et caractéristiques du réacteur CANDU 6	11
Tableau 2.2	Comparaison des designs de grappe combustible CANLUB et CANFLEX	12
Tableau 4.1	Valeurs limites et nominales des paramètres utilisés dans les calcul de cellule 2D CANDU	42
Tableau 5.1	Isotopies des URT considérées pour le calcul de la formule d'équivalence généralisée	54
Tableau 5.2	Validation de la loi d'équivalence généralisée	57
Tableau 5.3	Validation des formules d'équivalence spécifiques	58
Tableau 5.4	Impact de la variabilité isotopique de l'URT sur sa valeur énergétique .	59
Tableau 5.5	Effets des variations de la composition isotopique de l'URT dans les grappes CANDU CANFLEX	59
Tableau 5.6	Résultats des calculs de cellule 2D (comparés aux calculs de cœur 3D) .	62
Tableau 6.1	Isotopies des combustibles considérés pour l'étude des paramètres de sûreté	64
Tableau 6.2	Impact du mode de rechargement sur le $BU_{decharge}$ et sur la puissance moyenne maximum de rechargement	67
Tableau 6.3	Paramètres de rechargement optimisés pour l'utilisation des combustibles Unat et SEU-085	67
Tableau 6.4	Impact de l'URT sur la puissance de canal moyenne maximum	68
Tableau 6.5	Impact de l'URT sur l'antiréactivité des mécanismes de contrôle	70

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Cycles du combustible CANDU et PWR	4
Figure 2.1	Principaux éléments du cœur CANDU 6	9
Figure 2.2	Coupe transversale du cœur CANDU 6	10
Figure 2.3	Designs de grappe combustible CANLUB et CANFLEX	12
Figure 2.4	Grappe de combustible CANLUB	13
Figure 2.5	Comparaison des profils de taux de réaction dans le combustible selon le type de crayon (les “Cell 1-4” correspondent aux crayons des couronnes 1 à 4) pour les design CANLUB et CANFLEX	14
Figure 2.6	Emplacement des mécanismes de contrôle de la réactivité dans un CANDU 6 (Vue du dessus)	17
Figure 2.7	Emplacement des mécanismes de contrôle (coupe transversale du cœur)	18
Figure 2.8	Aplatissement radial de la puissance	20
Figure 2.9	Aplatissement axial de la puissance	21
Figure 2.10	Bilan neutronique du coeur CANDU 6	22
Figure 2.11	Comparaison des spectres neutroniques des cellules CANDU et PWR .	23
Figure 3.1	La méthode Time Average	37
Figure 4.1	Modélisation du réacteur CANDU 6 avec les codes de neutronique DRAGON et DONJON	39
Figure 4.2	Cellule 2D CANDU 6 modélisée sous DRAGON	39
Figure 4.3	Evolution du k_{inf} en fonction du burnup dans une cellule CANDU 6 en 2D	40
Figure 4.4	Évolution de la concentration des atomes lourds dans la cellule CANDU 6	41
Figure 4.5	Principe du calcul des coefficients de perturbation	44
Figure 4.6	Supercellule 3D CANDU 6, avec adjuster inséré, modélisée sous DRAGON	45
Figure 4.7	Zones de combustion considérées dans le calcul de coeur 3D DONJON	47
Figure 4.8	Organisation des schémas de calcul	49
Figure 5.1	Enrichissement U5n du SEU en fonction de son burnup moyen de déchargement	53
Figure 5.2	enrichissement U5n du SEU en fonction de l’enrichissement U5 de l’URT	55
Figure 5.3	Comparaison des spectres neutroniques d’une cellule CANDU 6 et d’un assemblage PWR	60
Figure 6.1	Aplatissement radial de la puissance	65

Figure 6.2	Évolution du k_{inf} en cellule CANDU 6 2D pour les combustibles Unat, SEU-085 et URT équivalents	69
Figure 6.3	Spectre d'une cellule CANDU 6 et sections efficaces des absorbants présents dans le cœur	71
Figure 6.4	Évolution du coefficient de température du combustible dans la cellule CANDU 6 pour différents combustibles	73
Figure 6.5	Superposition du spectre neutronique de la cellule CANDU 6 et des sections efficaces des principaux atomes lourds présents dans le combustible	74
Figure 6.6	Évolution des concentrations des atomes lourds dans le combustible Unat	74
Figure 6.7	Comparaison des évolutions isotopiques des combustibles Unat et SEU-085 dans un CANDU 6	75
Figure 6.8	Spectres neutroniques dans le combustible d'une cellule CANDU 6 en fonction de son enrichissement	76
Figure 6.9	Évolution du coefficient de température du modérateur dans la cellule CANDU 6 pour différents combustibles	77
Figure 6.10	Évolution du coefficient de température du caloporteur dans la cellule CANDU 6 pour différents combustibles	78
Figure 6.11	Évolution du coefficient de vide du caloporteur dans la cellule CANDU 6 pour différents combustibles	79
Figure 6.12	Comparaison des spectres neutroniques de la cellule CANDU 6 en fonctionnement nominal et vidangé	80
Figure 6.13	Évolution de l'efficacité du bore dans la cellule CANDU 6 pour différents combustibles	81
Figure 6.14	Puissances résiduelles issues des produits de fission et des actinides contenus dans l'Unat irradié à 7550 MWj/t	82
Figure 6.15	Comparaison des puissances résiduelles pour de l'Unat et de l'URT à différents niveau d'irradiation	83
Figure 6.16	Comparaison des différentes contributions à la puissance résiduelle pour l'Unat et l'URT irradiés	83
Figure 6.17	Evolution des concentrations des principaux actinides émetteurs de puissance résiduelle pour de l'Unat et de l'URT irradiés	84

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

PHWR	Pressurised Heavy Water Reactor
LWR	Light Water Reactor
PWR	Pressurised Water Reactor
BWR	Boiling Water Reactor
CANDU	Canada Deuterium Uranium
CANDU 6	Réacteur CANDU de puissance 665 MWe
Unat	Uranium naturel
URT	Uranium de retraitement
SEU	Slightly Enriched Uranium
SEU-085	Uranium légèrement enrichi à 0.85% en U-235
DUPIC	Direct Use of spent PWR fuel In CANDU
EACL	Énergie Atomique du Canada Limitée
KAERI	Korean Atomic Energy Research Institute
CANLUB	Design de grappe de combustible à 37 éléments
CANFLEX	Design de grappes de combustible à 43 éléments
CPPF	Channel Power Peaking Factor
LZC	Liquid Zone Controller
BS	Bundle Shift (nombre de grappe rechargées par canal lors d'une opération de rechargement)
U4/U5/U6	Concentration en pourcentage de masse d'uranium des isotopes U-234/U-235/U-236 dans l'URT
U5n	Concentration en pourcentage de masse d'uranium de l'isotope U-235 dans le combustible à base d'uranium naturel (uniquement U-235 et U-238)

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 Cycle du combustible des réacteurs thermiques

Les réacteurs de puissance, actuellement en fonctionnement ou en construction, destinés à la production commerciale de l'électricité, sont des réacteurs thermiques qui utilisent l'uranium comme combustible. Les différentes technologies existantes diffèrent principalement par le dimensionnement du cœur du réacteur et par le choix du matériau modérateur (eau ordinaire, eau lourde, graphite) dont le rôle est de ralentir les neutrons de fission pour favoriser la fission dans le combustible. Ainsi on distingue les réacteurs à eau légère tels que les PWR (réacteurs à eau pressurisée) ou BWR (réacteurs à eau bouillante), qui sont les plus répandus, les réacteurs à eau lourde (PHWR) tels que les CANDU actuels, et les réacteurs refroidis par un gaz (CO_2). D'autres filières de réacteurs sont encore à l'étude, comme les réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium liquide, ou les réacteurs à haute température refroidis à l'hélium, mais elles ne sont pas susceptibles de remplacer les filières thermiques à l'heure actuelle. Les deux filières compétitives du moment sont les réacteurs à eau légère (PWR ou BWR) et les réacteurs à eau lourde (PHWR) de type CANDU.

Le PWR est modéré à l'eau ordinaire, qui sert également de caloporteur. Cette eau occupe près de 65% du volume du cœur. Elle est un puissant ralentisseur de neutrons, ce qui implique le faible libre parcours moyen des neutrons et la taille relativement petite de ces réacteurs. En contrepartie, l'eau légère absorbe les neutrons, il est donc nécessaire d'enrichir le combustible jusqu'à une teneur de 3% à 5% en U-235 pour permettre l'entretien de la réaction de fission durant la période entre les rechargement, effectués à l'arrêt tous les 12 à 18 mois.

Le réacteur CANDU est modéré à l'eau lourde (D_2O), dans laquelle le Deutérium remplace l'Hydrogène (d'où le nom du réacteur : CANada Deutérium Uranium). A l'inverse de l'eau légère, l'eau lourde ralentit moins bien les neutrons, qui ont un libre parcours moyen plus élevé, ce qui impose la taille importante du réacteur, malgré l'utilisation des tubes de force qui contiennent le combustible, et dans lequel circule le caloporteur à eau lourde pressurisé. La calandre et les boucliers axiaux, qui contiennent le modérateur à eau lourde à basses température et pression, supportent les 380 canaux de combustible du CANDU 6. Ces canaux sont disposés horizontalement (comme le réacteur lui-même), et le rechargement est effectué

en marche par des machines qui ont accès aux extrémités de tous les canaux. L'avantage principal de cette filière est que l'eau lourde, peu absorbante, permet une grande économie de neutrons et rend possible l'utilisation de l'uranium naturel (Unat) comme combustible, dont la teneur en U-235 est de 0.71%.

1.1.1 Généralités sur les PHWR

Les premiers PHWR furent les réacteurs CANDU (Canada Deutérium Uranium), réacteurs de conception canadienne fabriqués par la société EAEC (Energie Atomique du Canada Limitée). Ils représentent environ 40 réacteurs sur un total de 440 réacteurs dans le monde. La technologie s'est exportée du Canada à travers le monde (en Inde, au Pakistan, en Chine, en Corée du Sud, en Argentine, en Roumanie) en se déclinant sous plusieurs modèles et plusieurs tailles, répertoriés dans le tableau 1.1. La puissance unitaire moyenne du parc CANDU est d'environ 500 MWe. Les raisons de ce succès sont les suivantes :

- C'est une technologie accessible : il n'y a pas de gros composants de type cuve à fabriquer
- Elle n'entraîne pas de dépendance vis-à-vis des pays fournisseurs d'uranium enrichi
- Les réacteurs à eau lourde sont de petite taille, entre 200 et 900 MWe, donc plus adaptés pour des pays émergeant se lançant dans le nucléaire

Sur l'ensemble du parc des réacteurs à eau lourde, seuls trois réacteurs ont une technologie différente du CANDU : deux en Argentine qui utilisent une cuve à la place des tubes de force et un au Japon refroidi par eau légère bouillante. Des concepts de cycle combustible CANDU avec uranium faiblement enrichi (SEU : Slightly Enriched Uranium, de l'ordre de 0.85% à 1.2%) sont en développement [1], et déjà expérimentés en Argentine [2]. De tels cycles permettent d'augmenter considérablement le burnup de déchargement du combustible et d'optimiser l'utilisation de l'uranium en réduisant la quantité de combustible irradié produite par l'exploitation des réacteurs PHWR.

Tableau 1.1: Les réacteurs CANDU dans le monde (en 2009)

Pays et exploitant	Nom du réacteur	Puissance électrique (MWe)	Nombre de réacteurs
Canada			
Hydro-Québec	Gentilly 2	675	1
Ontario Hydro (Ontario Power Generation)	Darlington	935	4
	Pickering	542	4
		540	4
	Bruce	904	4
		915	4
Commission d'énergie électrique du Nouveau-Brunswick	Pointe Lepreau	680	1
Argentine			
Comision Nacional de Energia Atomica	Embasle	649	1
Roumanie			
RENEL	Cernovada	706	1
		700	1
Pakistan			
Pakistan Atomic Energy Commission	KANUPP	137	1
Inde			
Atomic Energy Commission Department of Atomic Energy	RAPP	200	2
Chine			
Third Qinshan Nuclear Power Co.	Qinshan	728	2
Corée du Sud			
Korea Electric Power Corporation	Wolsong	679	1
		700	3

1.1.2 Cycles du combustible CANDU et PWR

La faible teneur en matières fissiles du combustible utilisé CANDU rechargé à l'Unat ne permet pas d'envisager son retraitement en aval du cycle du combustible CANDU, qui reste un cycle ouvert (voir figure 1.1). En revanche, le combustible retiré des PWR, issu d'uranium naturel enrichi, peut contenir de l'ordre de 1% en U-235 et 0.6% en plutonium fissile. Ainsi, le retraitement du combustible des PWR et le recyclage du plutonium (sous forme d'oxydes mixtes, mélange d'oxydes d'uranium et de plutonium, le MOX) est déjà répandu, particulièrement en Europe, et constitue une étape essentielle de fermeture partielle du cycle du combustible PWR (voir figure 1.1)[3].

Le retraitement du combustible a deux fonctions : récupérer dans les combustibles usés les matières qui ont une valeur énergétique (uranium et plutonium), et qui sont réutilisables, mais aussi conditionner les déchets ultimes (produits de fission et actinides mineurs) dans les

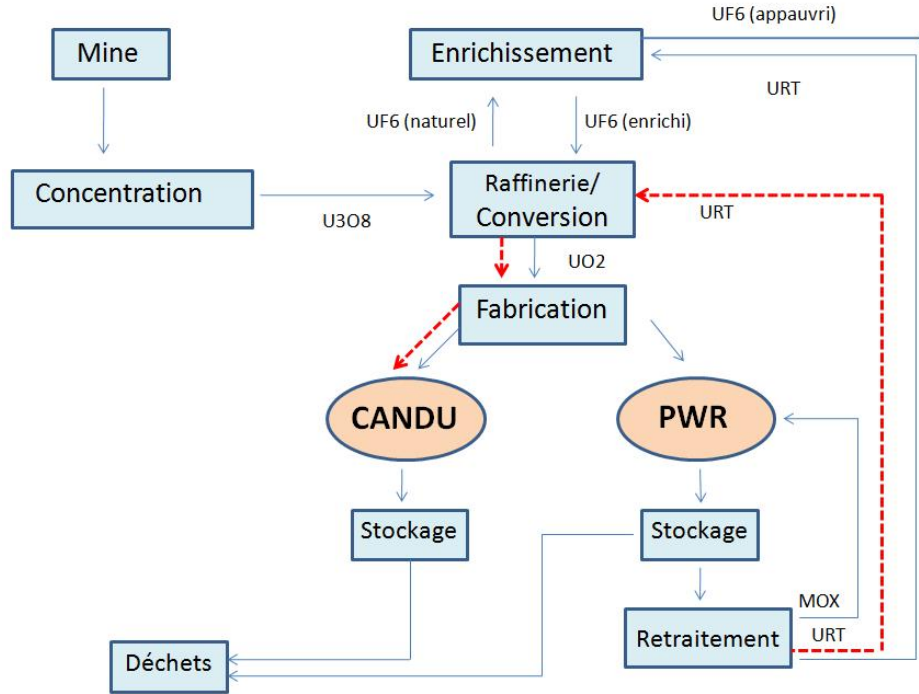


Figure 1.1: Cycles du combustible CANDU et PWR

meilleures conditions de sûreté, avant leur transport puis leur stockage définitif. Le retraitement du combustible contribue ainsi à la protection de l'environnement et permet de faire des économies importantes de ressources naturelles. Ces deux objectifs, récupération pour recyclage et conditionnement des déchets, peuvent être atteints simultanément par le procédé d'extraction hydrométallurgique (PUREX) découvert et mis en œuvre quand la décision de construire de grandes usines de retraitement a été prise, dans les années 1950, d'abord aux États-Unis puis en Europe et en Union Soviétique. Bien que l'on puisse envisager d'extraire l'uranium et le plutonium sans séparation entre eux, les utilisateurs de matières nucléaires recyclées préfèrent les recevoir séparément. Les opérations d'extraction visent donc généralement à la décontamination et la séparation de l'uranium et du plutonium [4].

En France, ces opérations de traitement du combustible usé sont effectuées à l'usine AREVA de La Hague. Le plutonium est transformé en poudre d'oxyde de plutonium (PuO_2), et transféré à AREVA MELOX pour fabriquer du combustible neuf de type MOX, utilisable à nouveau dans des réacteurs nucléaires. L'uranium "séparé", appelé uranium de retraitement (URT), est concentré sous forme liquide (nitrate d'uranyle) à AREVA Pierrelatte, où il est converti en gaz UF_6 (hexafluorure d'uranium) en vue de son ré-enrichissement pour une nouvelle utilisation.

1.2 Uranium de retraitement et synergie PWR/PHWR

Parmi les 14 isotopes que compte l'uranium, de U-227 à U-240, trois seulement sont présents dans l'uranium naturel : U-234 (55 ppm), U-235 (0.711%), U-238 (99.28%). Après l'enrichissement et l'irradiation du combustible dans le LWR, sa composition isotopique est profondément affectée. Après retraitement (au minimum 3 ans après la sortie du réacteur), tous les isotopes de U-232 à U-238 sont présents, à l'exception de U-237 qui décroît très rapidement. Pour donner des ordres de grandeur, on donne les teneurs isotopiques en uranium de l'URT issu d'un combustible LWR après irradiation (pour un burnup de déchargement de 33 000 MWj/t) : U-232 et U-233 (~ 1 ppb), U-234 (200 ppm), U-235 (0.9%), U-236 (0.4%), U-238 (98.7%)(source AREVA).

Si on envisage la réutilisation de l'URT, trois de ces isotopes s'avèrent particulièrement gênants :

- U-232 pour des raisons de radioprotection. Totalement négligeable sur le plan neutronique, il conduit après une série de décroissances α et β -, à deux émetteurs γ durs et intenses : Bi-212 et Tl-208
- U-234 et U-236 pour des raisons neutroniques. Ce sont tous deux des absorbants de neutrons qui provoquent donc un empoisonnement du combustible, même si l'U-234 est fertile et peut contribuer à la formation d'U-235

Dans le cas où l'on souhaite enrichir l'URT pour une nouvelle utilisation dans un PWR, ces isotopes sont d'autant plus gênants que leurs concentrations sont augmentées par les procédés industriels d'enrichissement, qui exploitent les différences de masse des divers isotopes de l'uranium. La présence de l'U-234 et de l'U-236 nécessite donc un sur-enrichissement en U-235 de l'URT pour compenser le caractère absorbant de ces derniers [4].

Une autre utilisation de l'URT a été envisagée ([5]) : celle du recyclage de l'URT en PHWR (voir figure 1.1). En effet, l'URT peut contenir une teneur en U-235 supérieure à celle de l'Unat, et égaler (voire surpasser) sa valeur énergétique, malgré la présence des isotopes absorbants que sont l'U-234 et l'U-236. L'utilisation de l'URT en PHWR serait une bonne solution pour recycler l'URT sans passer par une étape coûteuse d'enrichissement [6].

La synergie naturelle qui existe entre les réacteurs LWR et PHWR est déjà développée à travers le cycle de combustible avancé DUPIC (Direct Use of spent PWR fuel In CANDU), dans lequel le combustible irradié issu de LWR est directement recyclé en réacteur CANDU en

utilisant uniquement des traitements à sec, sans subir de traitement chimique intermédiaire. le cycle DUPIC a été étudié par EACL, KAERI et le U.S. Department of State [7], il est particulièrement attractif en Corée du Sud où les deux types de réacteurs, CANDU et PWR, sont exploités [6].

1.3 Objectifs de l'étude

Cette étude est menée dans le cadre d'un stage chez AREVA. Elle a pour objectif de statuer sur la faisabilité du recyclage de l'URT en PHWR. Le réacteur étudié est le CANDU 6. De puissance électrique 670 MWe, ce dernier est un bon représentant de la technologie et de la taille moyenne des réacteurs à eau lourde. Les valeurs numériques qui seront présentées par la suite correspondent donc spécifiquement au CANDU 6. L'étude consiste à mesurer, d'un point de vue neutronique, l'impact des isotopes U-234 et U-236 sur la valeur énergétique de l'URT, et sur les paramètres de sûreté dans le CANDU 6 afin d'évaluer la qualité de l'URT valorisable dans les réacteurs à eau lourde.

Après une brève revue du fonctionnement du CANDU 6, permettant d'identifier les paramètres neutroniques pertinents dans cette étude, on met en place un schéma de calcul de cœur complet avec DRAGON et DONJON Version 4. On se base sur ce modèle neutronique du CANDU 6 pour répondre aux divers objectifs de l'étude.

1.3.1 Déterminer la loi d'équivalence énergétique de l'URT en CANDU 6

On cherche dans un premier temps à établir la loi d'équivalence énergétique généralisée pour l'URT dans le CANDU 6, qui permet de trouver l'enrichissement en U-235 du combustible issu d'uranium naturel équivalent à l'URT dont on connaît les concentrations en U-234, U-235 et U-236. La formule d'équivalence généralisée est donc de la forme :

$$U5n = f(U4, U5, U6)$$

Où U5, U4 et U6 sont respectivement les concentrations en U-235, U-234 et U-236 (exprimées en %m) dans l'URT, et U5n est la concentration en U-235 dans le combustible équivalent issu d'uranium naturel.

On définit notamment des formules d'équivalence énergétique spécifiques pour l'URT dans le réacteur CANDU 6 par rapport à deux points d'intérêt particulier :

- L'équivalence énergétique à l'Unat

- L'équivalence énergétique à l'uranium faiblement enrichi à 0.85% (noté SEU-085 par la suite) : son utilisation dans les CANDU est étudiée, il est un objectif plus réaliste que le SEU-1.2, dont la valeur énergétique serait impossible à égaler pour des URT qui ne contiennent tout au plus que 1.1% en U-235

Ces formules d'équivalence spécifiques sont de la forme suivante :

$$U5 = f(U4, U6)$$

Où U5, U4 et U6 sont respectivement les concentrations en U-235, U-234 et U-236 (exprimées en pourcentage de masse d'uranium : %m) dans l'URT équivalent.

Les formules doivent être valides sur un large domaine isotopique (U-234, U-235, U-236), basé sur l'ensemble de la matière URT issue du déchargement des réacteurs fournis en combustible par AREVA, et élargi pour prendre en compte des variabilités isotopiques plus importantes : ce domaine doit à minima contenir la gamme d'URT donnée dans le tableau 1.2.

Tableau 1.2: Domaine isotopique de validation de la formule d'équivalence énergétique

Isotopes	U234 (% masse)	U235 (% masse)	U236 (% masse)
Isotopie moyenne	0.02	0.74	0.6
Valeur basse	0.015	0.5	0.2
Valeur haute	0.03	1.2	0.9

Une précision de $\pm 0.01\%$ en absolu (sur la valeur U5) est exigée pour les formules d'équivalence spécifiques et de l'ordre de $\pm 0.05\%$ en absolu (sur la valeur U5n) pour la formule d'équivalence généralisée.

1.3.2 Étudier l'impact de l'URT sur les paramètres de sûreté du CANDU 6

Une fois la formule d'équivalence énergétique déterminée, on compare les combustibles issus d'Unat aux URT, équivalents énergétiquement, du point de vue des paramètres de sûreté du CANDU 6. De cette manière, on quantifie l'impact des isotopes présents dans l'URT sur la sûreté du réacteur.

CHAPITRE 2

FONCTIONNEMENT DU RÉACTEUR CANDU 6

Cette partie vise à mieux comprendre le fonctionnement du réacteur CANDU 6, d'un point de vue général, et d'un point de vue neutronique, afin d'identifier les paramètres pertinents dans notre étude, qui nous permettront de mesurer la valeur énergétique de l'URT ainsi que l'impact qu'il pourrait avoir sur la sûreté du réacteur. Cette partie est largement documentée à partir des références [8] et [3].

2.1 Principales caractéristiques du réacteur CANDU 6

Les caractéristiques essentielles du réacteur CANDU 6 sont l'utilisation :

- d'uranium naturel ou d'autres combustibles à faible teneur en matériaux fissiles
- de tubes de force horizontaux contenant le combustible
- d'un caloporteur à base d'eau lourde à haute pression
- d'un modérateur à base d'eau lourde à basse température
- d'alliage de zirconium à faible absorption de neutrons pour les structures du cœur et le gainage du combustible.

Les principaux éléments du réacteur CANDU 6 sont représentés sur la figure 2.1. La calandre est une cuve cylindrique fermée à chaque extrémité par un écran axial plat. Elle contient le modérateur à eau lourde, qui ralentit les neutrons rapides produits par la fission à des niveaux d'énergie thermique leur permettant d'entretenir la réaction de fission en chaîne. Les écrans axiaux supportent les canaux de combustible et assurent le blindage de l'enceinte du réacteur pour limiter l'activation pendant l'exploitation et pour permettre l'accès en vue de l'entretien lors d'un arrêt de la centrale. La calandre cylindrique et les écrans axiaux sont enfermés dans les murs d'extrémité de l'enceinte du réacteur et supportés par ceux-ci.

Les canaux de combustible, au nombre de 380, se trouvent sur un pas de réseau carré (voir figure 2.2(a)). Ils se composent des tubes de calandre, directement en contact avec le modérateur, et des tubes de pression, directement en contact avec le caloporteur, isolés thermiquement l'un de l'autre par un isolant gazeux qui est également utilisé pour détecter les fuites dans les tubes de pression ou les tubes de calandre. Ils constituent une barrière de confinement entre le caloporteur et le modérateur.

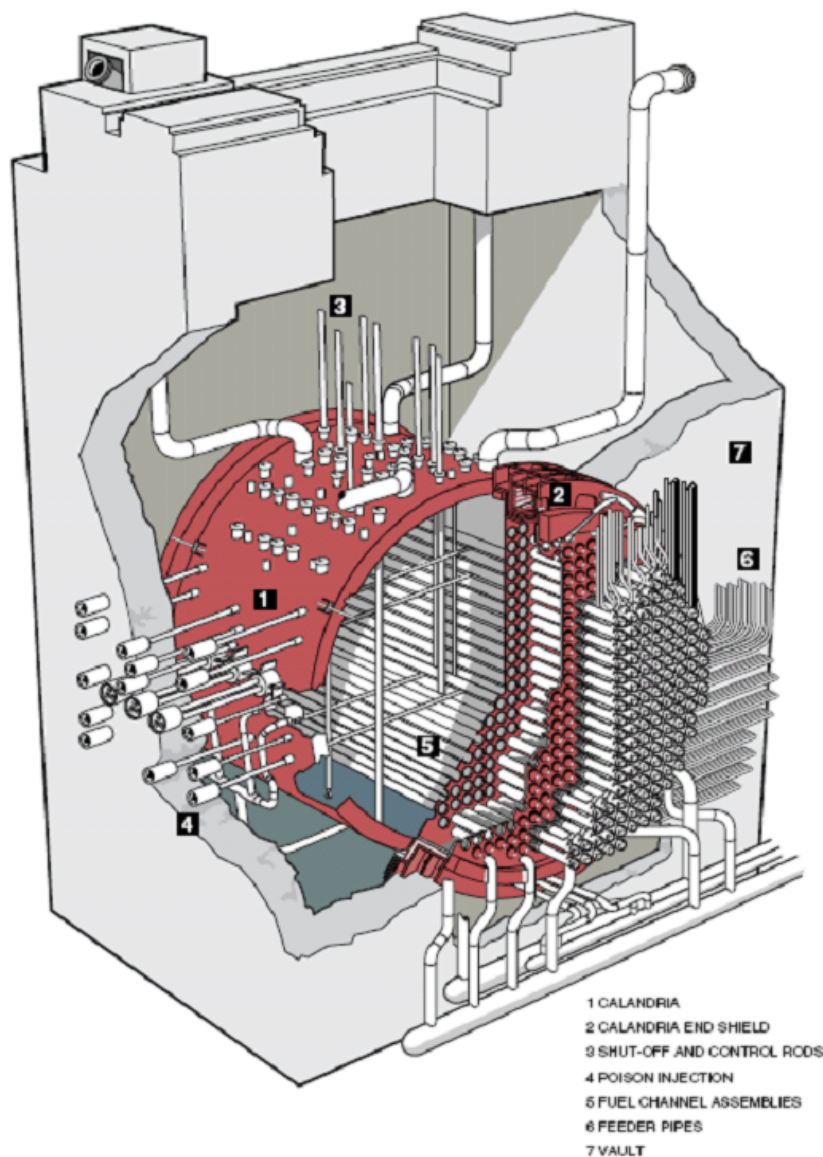


Figure 2.1: Principaux éléments du cœur CANDU 6

Les grappes de combustible, qui se trouvent dans les tubes de pression, produisent la chaleur qui est dissipée par le caloporteur à eau lourde sous pression qui circule à travers les grappes, dans les tubes de force. Ce caloporteur chaud est ensuite utilisé pour produire la vapeur d'eau ordinaire dans les générateurs de vapeur. La coupe transversale d'un canal est représentée sur la figure 2.2(b).

Les dispositifs, horizontaux et verticaux, de réglage de la réactivité passent dans le modérateur à eau lourde qui circule dans la calandre entre les canaux de combustible.

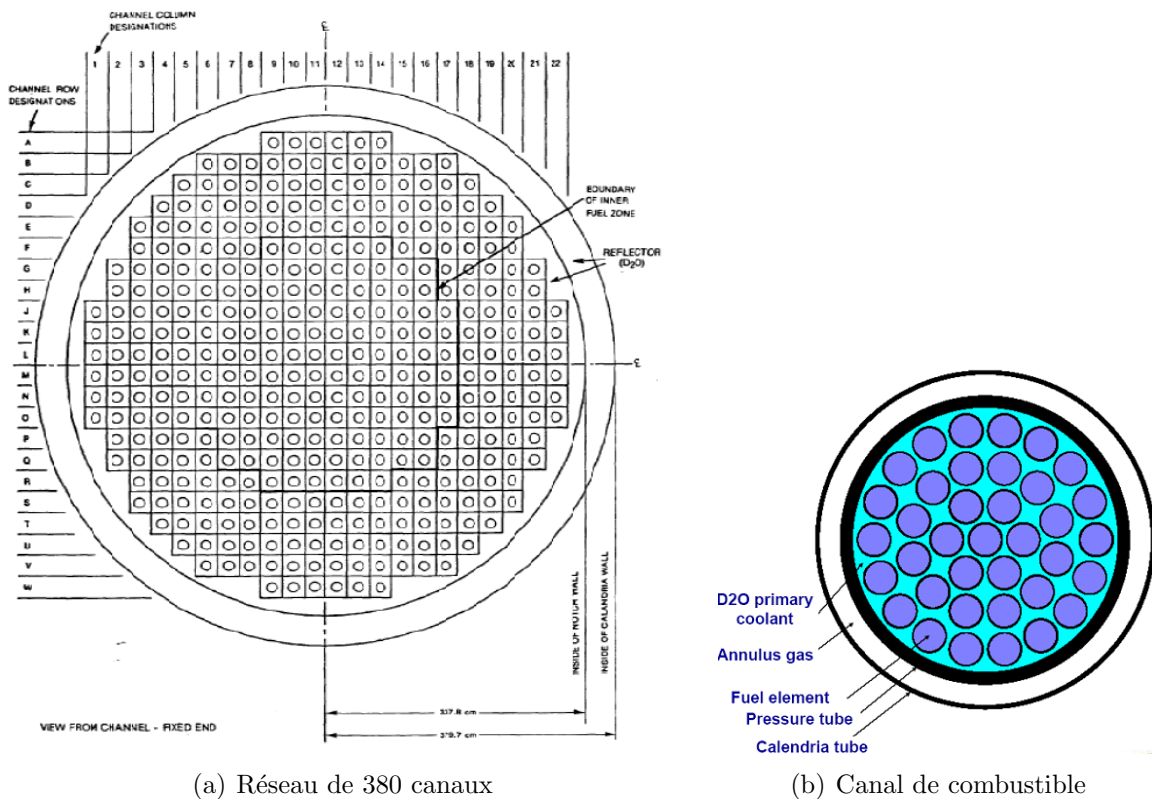


Figure 2.2: Coupe transversale du cœur CANDU 6

Le cœur a un très faible excédent de réactivité. À la place, il utilise le principe de remplacement du combustible réacteur en marche pour maintenir une réactivité positive suffisante et pour obtenir une combustion massique optimale du combustible. Cette caractéristique contribue à des facteurs de disponibilité élevés et à une certaine flexibilité pour le choix des périodes d'arrêt (entretien).

Les dimensions et caractéristiques du réacteur CANDU 6 sont présentées dans le tableau 2.1.

Tableau 2.1: Dimensions et caractéristiques du réacteur CANDU 6

Caractéristiques	Description	CANDU 6
Puissance	Puissance thermique brute (MW)	2064
	Puissance électrique brute (MW)	715
	Puissance électrique nette (MW)	665
	Rendement (%)	32.2
Calandre	Diamètre périphérie de la calandre (m)	8.09
	Épaisseur (mm)	25.4
	Longueur hors tout (m)	7.82
	Nombre de tube de cuve en Zircaloy 2 (4.06 mm d'épaisseur)	380
Cœur	Nombre de canaux de combustible/réfrigérant	380
	pas du réseau carré (cm)	28.6
	Rayon du cœur (cm)	314.3
	Longueur du cœur (cm)	594.4
	Épuisement de déchargement moyen du combustible (MWj/t)	7500
Tubes de force	Nombre de tubes de force en alliage Zr-Nb (2.5% Nb)	380
	Longueur (m)	6
	Diamètre intérieur (mm)	103.4
	Épaisseur (mm)	4.19
Combustible	Fagots de 37 éléments de combustible avec pastilles frittées	
	Diamètre de l'élément combustible crayon (mm)	12.16
	Épaisseur de la gaine du crayon (mm)	0.38
	Matériau de gainage des éléments	Zr4
	Masse totale d'UO ₂ dans le réacteur (tonnes)	95
	Nombre de grappes par canal	12
	Nombre total de grappes dans le réacteur	4560
	Nombre de grappes déchargées par jour	15/16
Modérateur	Longueur d'une grappe (mm)	495
	Titre en D ₂ O (% massique)	99.75
	Température d'entrée (°C)	49
Caloporteur	Température de sortie (°C)	77
	Débit massique total (4 GV) (kg/s)	7600
	Température d'entrée (°C)	266.6
	Température de sortie (°C)	312
	Pression en entrée (bars)	110.4
	Pression en sortie (bars)	103

2.1.1 Caractéristiques des grappes de combustible

Il existe plusieurs types de grappes de combustible utilisables dans un CANDU 6. La CANLUB et la CANFLEX contiennent la même masse de combustible, mais diffèrent par le nombre et la taille de leurs crayons de combustible. La figure 2.3 ainsi que le tableau 2.2 permettent de comparer le design de grappe standard (CANLUB) avec le nouveau concept (CANFLEX).

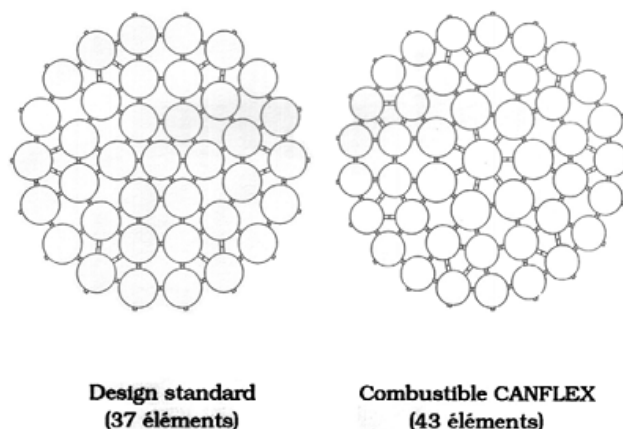


Figure 2.3: Designs de grappe combustible CANLUB et CANFLEX

Tableau 2.2: Comparaison des designs de grappe combustible CANLUB et CANFLEX

	CANLUB	CANFLEX
Pastilles		
densité (g/cc)	10.7	10.7
longueur (cm)	1.65	1.26/1.07
L/D	1.35	1.0
Crayons		
nombre	37	8/35
diamètre (cm)	1.31	1.35/1.15
épaisseur gaine (mm)	0.38	0.38
Grappes		
longueur (cm)	49.5	49.5
diamètre hors-tout (cm)	10.24	10.24
masse U (kg)	19.2	19.3
masse Zircaloy-4 (kg)	4.2	4.5

Design CANLUB

La grappe CANLUB a été initialement conçue et optimisée pour fonctionner avec de l'uranium naturel Unat. Elle est constituée d'un fagot de 37 gros crayons. Le regroupement du combustible au centre de chaque cellule et le choix de gros crayons visent à diminuer les captures dans l'U-238 pour maximiser le bilan de réactivité. La puissance linéique des crayons est donc élevée : 255 W/cm, contre 170 W/cm pour les REP du parc français.

Une grappe de combustible mesure environ 50 cm de long, et il en faut 12 pour remplir un canal (sa longueur active étant de 594 cm). Il y a 30 pastilles par crayon (hauteur de pastille de l'ordre de 16 mm). Les crayons ne possèdent pas de chambre d'expansion pour les gaz de fission, car il n'y a qu'un faible relâchement de gaz pour les burnups de déchargement atteints (de 7500 MWj/t à 14000 MWj/t, selon l'enrichissement du combustible). Leur gaine

est constituée de Zr_4 et le revêtement interne est en graphite, ce qui assure une lubrification (d'où le nom de ce type de grappe de combustible : CANLUB) et fournit un remède au phénomène IPG (Interaction Pastille-Gaine).

La figure 2.4 représente une photo d'une grappe de combustible de type CANLUB.

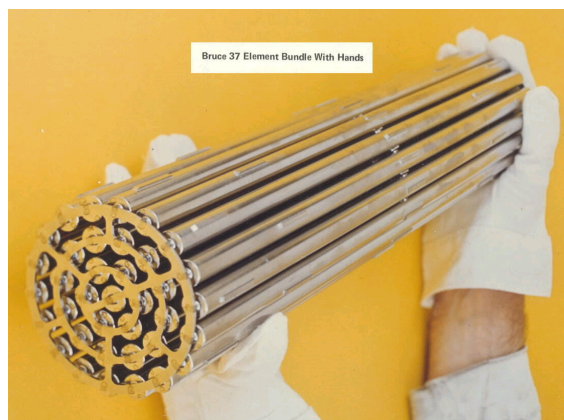


Figure 2.4: Grappe de combustible CANLUB

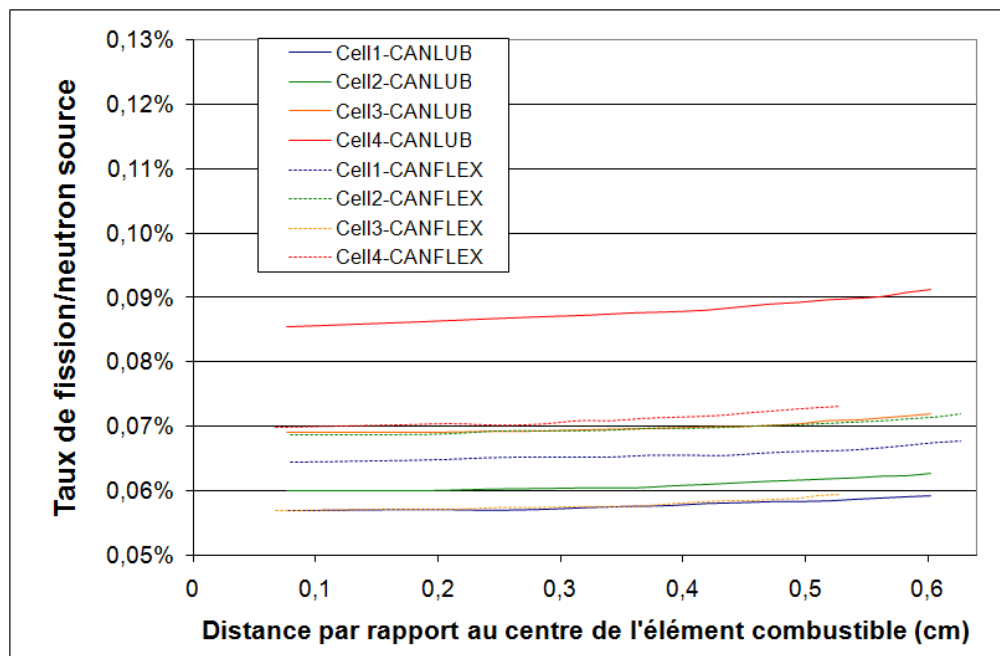
Design CANFLEX

La grappe CANFLEX est une nouvelle structure de grappe de combustible à l'étude. Elle est composée de 43 crayons avec 8 gros crayons au centre et des crayons plus petits sur les deux couronnes périphériques pour réduire la puissance linéique (à environ 220 W/cm) : le flux est plus équitablement réparti entre les crayons périphériques et les crayons centraux.

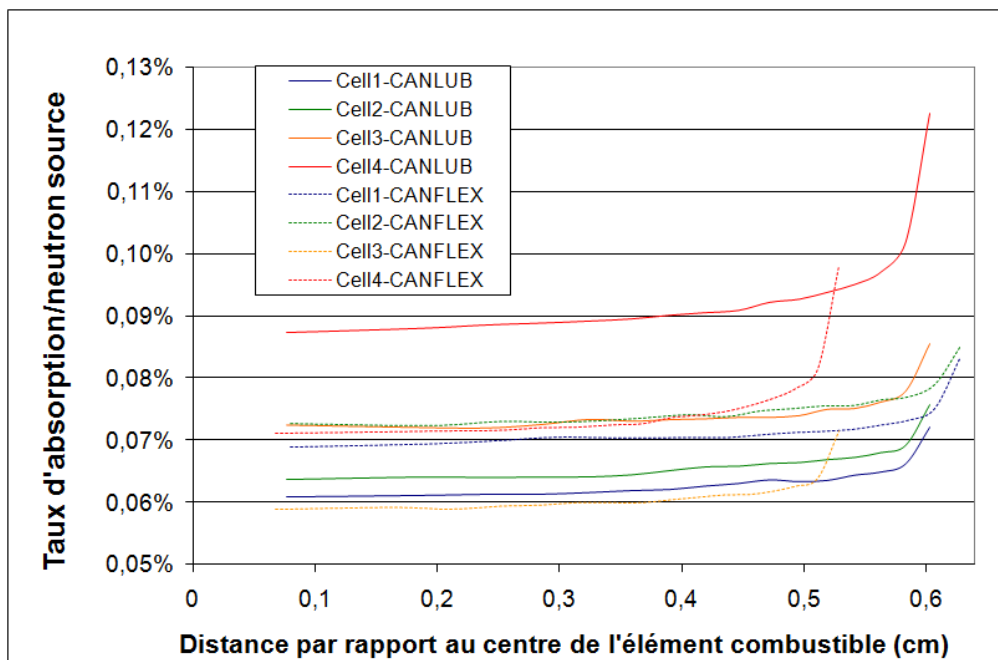
La grappe de combustible CANFLEX a de meilleures performances thermohydrauliques et une puissance radiale mieux équilibrée que la CANLUB : son design implique une diminution de 20% sur les pics de puissance linéique. Elle facilite le fonctionnement du réacteur à eau lourde avec des combustibles plus enrichis que l'Unat, apportant une plus grande marge de sûreté dans la gestion du réacteur (c'est pourquoi la CANFLEX a été choisie lors des expérimentations de cycle du combustible CANDU avec de l'uranium enrichi à 0.9%). Elle permet ainsi d'atteindre des taux d'irradiation plus importants que la CANLUB.

Le fait que la CANFLEX possède des crayons plus petits que la CANLUB implique une augmentation des captures dans l'U-238 (car la distance de caloporteur entre deux crayons augmente) qui sont compensées par l'enrichissement du combustible. Par ailleurs, une modélisation de la cellule CANDU 2D en milieu infini avec MCNP, code statistique de type Monte-Carlo, nous a permis de comparer la neutronique des deux designs CANLUB et CANFLEX. Nous avons ainsi mis en évidence le fait que les absorptions et fissions dans les crayons de combustibles de la CANFLEX sont mieux réparties sur les 4 couronnes : les profils des

taux de fission et d'absorptions représentés sur les figures 2.5(a) et 2.5(b) sont plus rapprochés pour les crayons de la CANFLEX que pour ceux de la CANLUB.



(a) Taux de fission



(b) Taux d'absorption

Figure 2.5: Comparaison des profils de taux de réaction dans le combustible selon le type de crayon (les “Cell 1-4” correspondent aux crayons des couronnes 1 à 4) pour les design CANLUB et CANFLEX

2.1.2 Rechargement du combustible

Il se fait en continu à l'aide de 2 machines de manutention, une par face du réacteur. Sur les 12 grappes de chaque canal, 8 sont renouvelées à chaque opération (pour un combustible Unat). Le taux de rechargement est globalement de 16 à 18 grappes par jour (apport de réactivité de l'ordre de 50/100 pcm) mais il peut être différent suivant les régions du cœur. Le temps de séjour moyen d'un élément de combustible dans le cœur est un peu supérieur à un an. La machine de manutention pousse, dans le sens de circulation du caloporteur, le combustible neuf. Une machine similaire récupère les grappes de combustible usées de l'autre côté du caloporteur. Les 4 grappes situées à une extrémité du canal se retrouvent alors à l'autre extrémité du canal et séjournent donc pendant deux cycles dans le cœur. Les 4 grappes centrales qui sont les plus irradiées subissent un seul cycle d'irradiation.

Des canaux potentiellement intéressants pour le rechargement sont :

- Des canaux qui n'ont pas été rechargés depuis un temps proche de la période moyenne de rechargement du canal
- Des canaux avec des burnup proches de leur burnup moyen de décharge
- Des canaux avec des puissances faibles par rapport à leur puissance moyenne
- Des canaux situés relativement loin des autres canaux récemment rechargés

On peut distinguer deux périodes dans le fonctionnement d'un CANDU 6 :

- La 1^{ère} divergence : le réacteur contient presque exclusivement du combustible Unat neuf. Quelques éléments sont introduits appauvris pour aplatir la nappe de puissance (130 grappes appauvries à 0.52% en U-235) et la concentration en bore est de 2 à 3 ppm. La longueur du cycle est de 100 à 150 jours. La réactivité atteint son maximum après 40/50 jours, quand le plutonium atteint une concentration à l'équilibre.
- Le fonctionnement à l'équilibre : il est atteint après 400/500 jours. L'équilibre peut être considéré atteint quand la fréquence des rechargements dans chaque zone du réacteur devient constante. L'excédent de réactivité du cœur est généralement inférieur à 100 pcm. La diminution de réactivité est compensée par la diminution du niveau d'eau ordinaire dans les barres liquides (10%/jours).

2.2 Homogénéisation de la nappe de puissance

2.2.1 Limites de puissance

Voici quelques valeurs typiques des puissances dans un CANDU 6 [3] :

- Puissance moyenne par canal 5.43 MW

- Puissance maximum de canal (en moyenne dans le temps) 6.52 MW
- Puissance de canal maximum instantanée 7.04 MW
- Puissance de grappe moyenne 450 kW

Facteur de forme

Le design des canaux de combustible impose des limites sur la puissance des canaux individuels et grappes, de telle sorte à éviter l’assèchement des gaines ou une température excessive du combustible. La taille du cœur (le nombre de canaux) implique donc une distribution nominale de puissance caractérisée par un rapport (en moyenne dans le temps) de l’ordre de 1.2 entre la puissance canal maximum et la puissance canal moyenne (6.52/5.43). Ce rapport est appelé le facteur de forme. De façon instantanée, le maximum de puissance canal est plus élevé compte tenu des variations autour de la moyenne.

CPPF (Channel Power Peaking Factor)

On définit le Channel Power Peaking Factor (CPPF) comme étant le maximum du rapport de la puissance de canal instantanée P_{inst} sur la puissance de canal moyenne P_{moy} : $CPPF = \max_j \left\{ \frac{P_{inst}}{P_{moy}} \right\}$. Ce coefficient est particulièrement intéressant pour mesurer les variations instantanées extrêmes de la puissance d’un canal autour de sa valeur d’équilibre, de façon à s’assurer que celle-ci ne dépasse pas les limites relatives à la sûreté du réacteur.

La puissance de licensing maximum instantanée par canal est de 7.3 MW : la puissance d’un canal moyennée dans le temps doit être inférieure à 6.5 MW (on retient 10% de pénalisation pour le CPPF : marge de sécurité qui tient compte des incertitudes). Ce critère est imposé par la condition de non assèchement du canal qui pourrait conduire à des ruptures de gaine. La puissance de licensing maximum instantanée par grappe est de 935 kW. Cette contrainte est liée à la température acceptable dans les pastilles de combustible pour éviter toute fusion : 70 W/cm. Pour un CANDU 6, la contrainte la plus pénalisante concerne la puissance maximum par canal (la puissance maximum par grappe n’est pas limitative dans la conception d’une procédure de gestion du combustible).

Il faut éviter que la puissance thermique maximale dans le cœur atteigne une limite supérieure afin de prévenir l’endommagement du combustible. Une solution pour optimiser les critères de sûreté consiste à augmenter le rapport de la puissance thermique moyenne à la puissance thermique maximale en “aplatissant” la puissance thermique dans les directions radiale et axiale. Les moyens suivants permettent l’augmentation de ce rapport :

- Utilisation de *barres de compensation* (ou *adjusters* en anglais) et de *barres liquides*. Ces mécanismes de contrôle de la réactivité sont constamment insérés dans le cœur, produisant un aplatissement axial et radial
- Combustion différentielle (aplatissement radial)
- Rechargement de combustible bidirectionnel (symétrie axiale de la nappe de puissance)

2.2.2 Mécanismes de contrôle de la réactivité

Les mécanismes de contrôle de la réactivité constamment insérés dans le cœur permettent de “lisser” les distributions de puissance axiale et radiale dans le cœur. Ils sont relativement concentrés au centre du réacteur, c’est-à-dire au niveau des grappes centrales des canaux centraux, là où les grappes de combustible sont les plus réactives, comme on peut le voir sur les figures 2.6, 2.7(a) et 2.7(b).

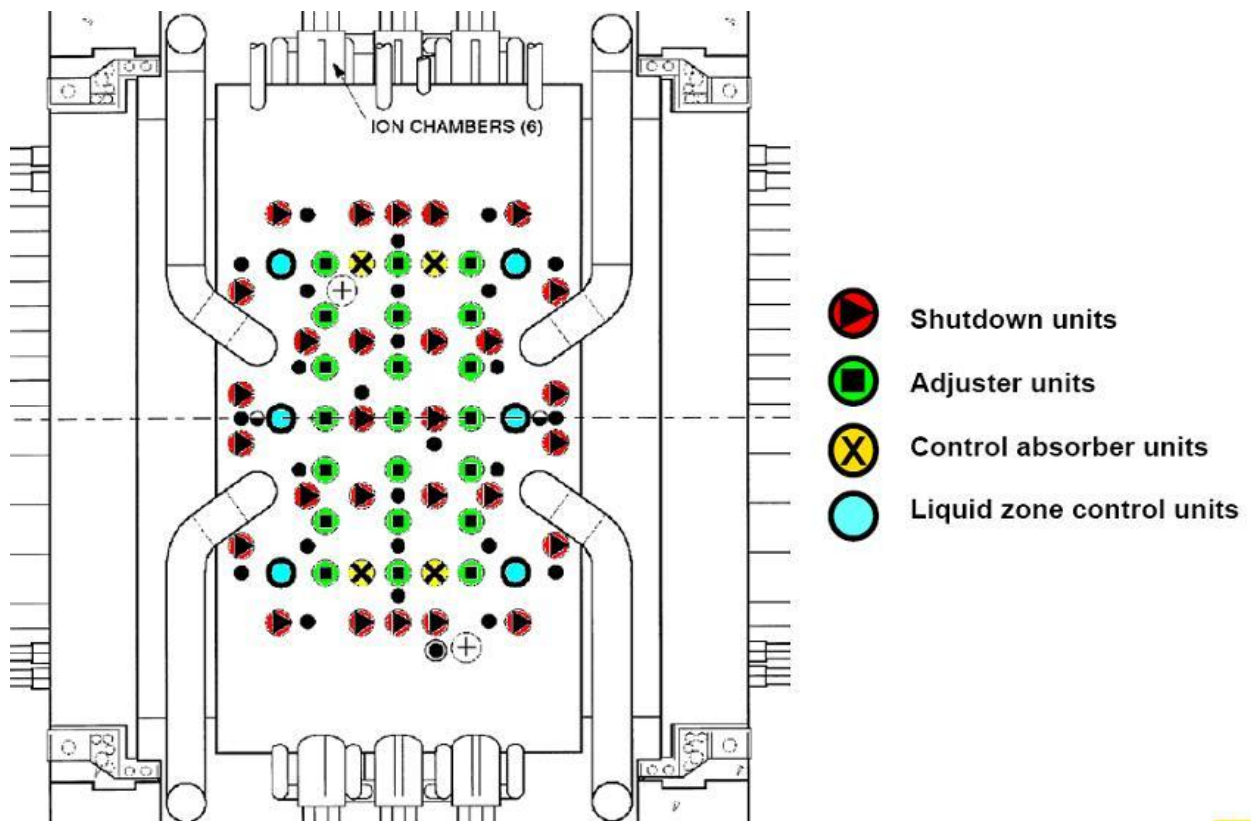
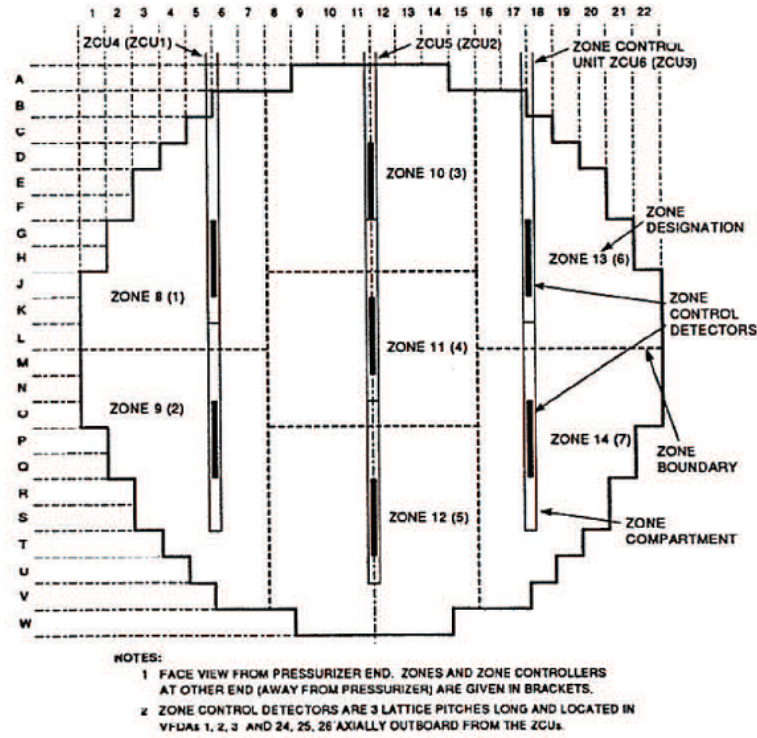
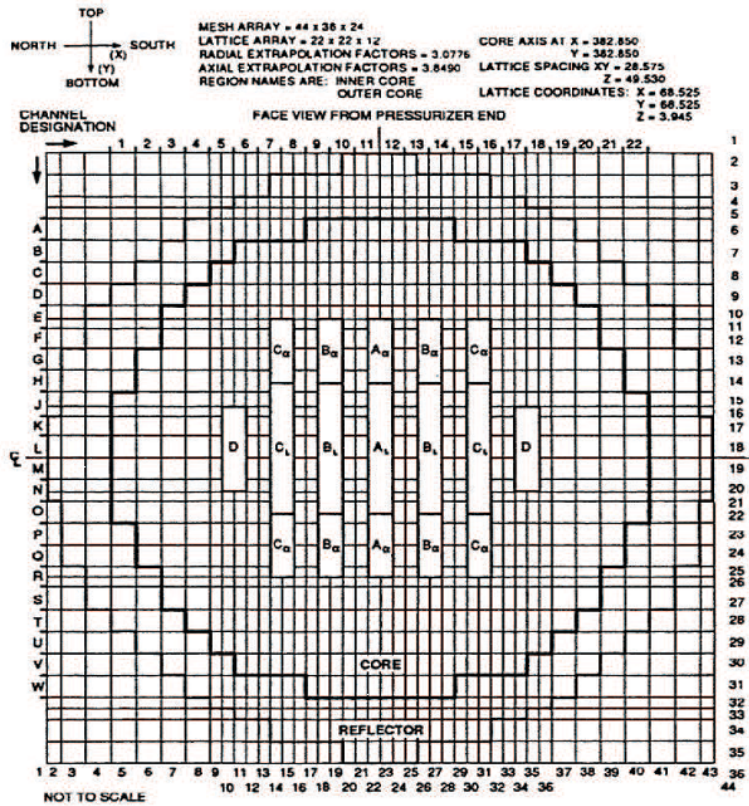


Figure 2.6: Emplacement des mécanismes de contrôle de la réactivité dans un CANDU 6 (Vue du dessus)



(a) LZC



(b) Adjusters

Figure 2.7: Emplacement des mécanismes de contrôle (coupe transversale du cœur)

Les barres liquides partielles ou LZC (Liquid Zone Controller) sont constituées de 14 compartiments au total (dont les emplacements dans le cœur sont illustrés sur la figure 2.7(a)), dans lesquels on peut faire varier le niveau d'eau ordinaire pour répondre aux exigences de contrôle spatial de la puissance. On peut faire varier le niveau d'eau de façon homogène, pour un contrôle global de la réactivité, ou en fonction de l'écart entre un flux local et la carte de référence, pour un contrôle spatial. Il est généralement maintenu entre 30% et 70%, le niveau nominal étant autour de 50%. L'efficacité totale des barres liquides est de l'ordre de 500 à 600 pcm.

Les barres de compensation sont composées de 21 barres en acier (parfois cobalt) appelées "adjuster" et 4 barres en Cadmium (le Cadmium situé au centre est entouré de 2 zones en acier) appelées "mechanical control absorbers". Elles remplissent deux fonctions : elles réduisent les pics de flux neutronique pendant le fonctionnement normal (barres en cadmium) et apportent de la réactivité pour palier à l'effet xénon à la suite d'une réduction de puissance ou d'un arrêt, par retrait des barres de commande (barres en acier). Les 21 barres en acier sont complètement insérées dans le cœur en fonctionnement normal (leurs positions dans le cœur sont représentées sur la figure 2.7(b)) alors que les 4 grappes en Cadmium restent généralement hors du cœur. L'efficacité totale des barres en cadmium est de l'ordre de 600 pcm et celle des barres en acier est de l'ordre de 1500 pcm.

Du fait de la présence des grappes de contrôle en acier dans le cœur et du remplissage en eau des barres liquides, l'antiréactivité constamment apportée au cœur est de l'ordre de 1500 à 2000 pcm. Le taux de combustion de déchargement est de l'ordre de 7500 MWj/t, il serait de 9500 MWj/t sans la présence de ces mécanismes.

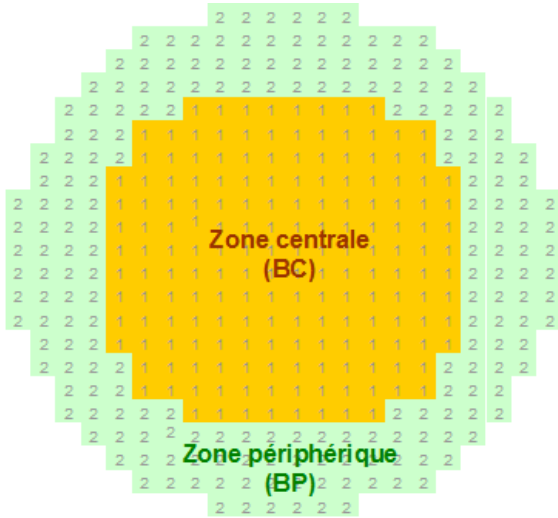
2.2.3 Combustion différentielle

La combustion différentielle est une technique d'aplatissement de la puissance radiale produite par une stratégie de chargement de combustible : en ajustant séparément la fréquence des rechargements selon la position des canaux dans le cœur (centre ou périphérie), on peut facilement aplatir la distribution radiale de la puissance.

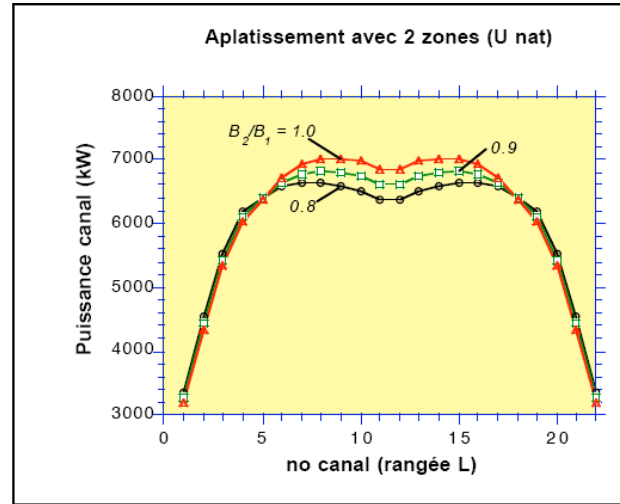
Les grappes dans les canaux périphériques subissent plus de fuite et sont donc moins réactives que celles situées au centre du réacteur. Afin de compenser cette baisse de réactivité dans les canaux périphériques, les grappes dans les canaux centraux subissent une combustion moyenne plus élevée que les grappes situées dans les canaux externes qui sont retirées après combustion incomplète (le combustible au centre est généralement déchargé à 8200

MWj/t alors que celui en périphérie est déchargé à 6800 MWj/t), ainsi le combustible est moins réactif au centre du réacteur, aplatisant ainsi la distribution radiale de la puissance. Il y a cependant une légère diminution du burnup moyen de déchargement, à cause de l'augmentation des fuites de neutrons dues à l'aplatissement de la nappe de puissance, car le rechargement de combustible est plus fréquent en périphérie.

On peut illustrer la combustion différentielle en observant les effets d'une gestion de combustible simplifiée [3] : le réacteur est divisé en deux "zones de combustion" radiales représentées sur la figure 2.8(a) pour lesquelles on a fixé la fréquence des rechargements (à l'équilibre de fonctionnement) et donc le burnup de déchargement moyen (noté B1 ou BC pour la zone centrale, B2 ou BP pour la zone périphérique). La figure 2.8(b) représente la distribution de puissance en fonction de la rangée du canal, selon la valeur du rapport des deux valeurs de burnup. Dans cet exemple, pour l'uranium naturel, on constate qu'en augmentant le burnup de sortie de 20% dans la zone centrale par rapport à la périphérie, on réduit la puissance de canal maximum de 7%.



(a) Modèle de coeur à 2 zones de combustion



(b) Forme radiale de la puissance

Figure 2.8: Aplatissement radial de la puissance

2.2.4 Rechargement du combustible bidirectionnel

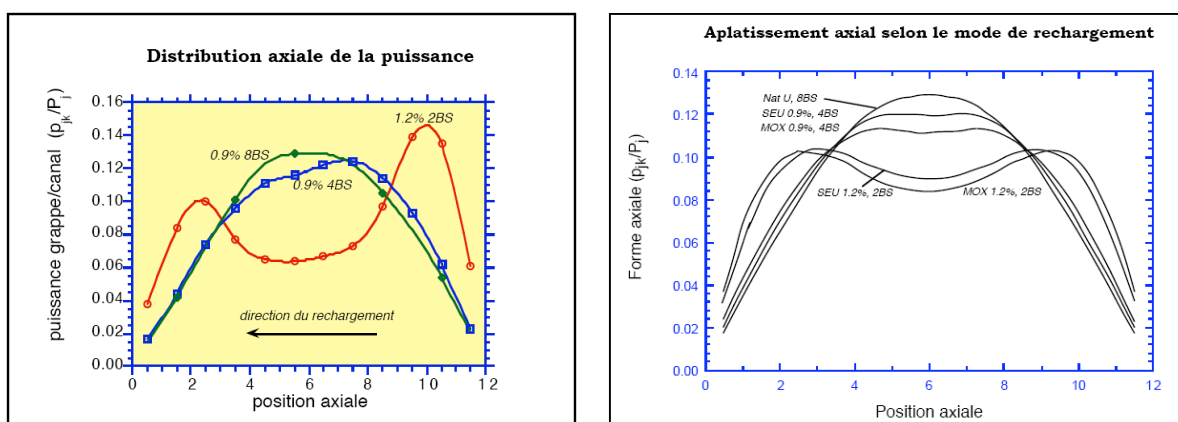
Lorsque l'on effectue un rechargement de combustible dans un canal, on retire les grappes à fort taux de combustion et on les remplace par du combustible neuf. Le combustible partiellement irradié occupe alors l'une des extrémités du canal, et le combustible neuf l'autre

extrémité. Le rechargement d'un canal induit donc une augmentation locale de la puissance dans ce canal au niveau des grappes rechargées qui est :

- D'autant plus centrée que le nombre de grappes rechargées est important (plus le nombre de grappes rechargées est petit, et plus la déformation est localisée à l'entrée du canal)
- D'autant plus importante que l'enrichissement du combustible est grand

Le rechargement de combustible est effectué dans des directions opposées pour deux canaux adjacents (rechargement bidirectionnel), ce qui permet de maintenir la forme de la puissance essentiellement symétrique. Il en résultera un aplatissement axial de la distribution de puissance.

Comme on le constate dans les figures 2.9(a) et 2.9(b) [3], La puissance de grappe maximum est généralement plus faible lorsque l'on réduit le nombre de grappes rechargées car les déformations de flux sont localisées en amont de canal : les déformations liées au rechargement des canaux adjacents sont situées à des extrémités opposées du réacteur, et leurs effets se compensent, aplatissant ainsi la forme globale du flux le long de l'axe des canaux. En revanche, si un grand nombre de grappes sont rechargées (8 ou 10) dans un canal, les déformations de puissance, centrées au milieu du réacteur, s'additionnent avec celles des canaux voisins, et il en résulte une forme de puissance, avec un maximum au centre du réacteur.



(a) Forme axiale de la puissance d'un canal

(b) Forme axiale de la puissance moyenne

Figure 2.9: Aplatissage axial de la puissance

Le CPPF augmente donc avec l'enrichissement du combustible et le taux de rechargement (perturbation neutronique accrue). Typiquement avec du combustible Unat, pour un

rechargement de 8 grappes par canal, ce coefficient est de l'ordre de 1.08 à 1.10, pour un rechargement de 4 grappes, ce coefficient est de l'ordre de 1.04 à 1.05.

2.3 Aspects neutroniques du CANDU 6

2.3.1 Bilan neutronique

Le bilan neutronique du coeur CANDU 6 [3] est détaillé sur la figure 2.10.

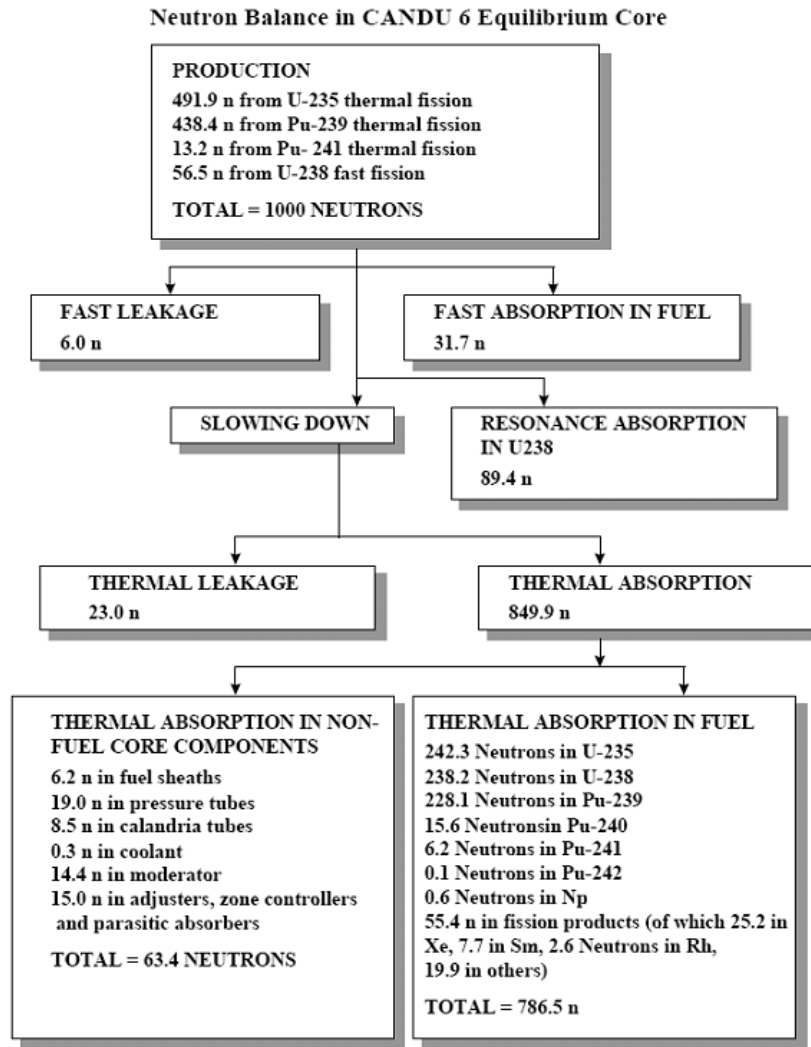


Figure 2.10: Bilan neutronique du coeur CANDU 6

On note que :

- 50% des fissions proviennent du Pu (pour le combustible avec un burnup proche du burnup de déchargement : 75% des fissions sont générées par le Pu)

- Les fuites représentent 3000 pcm (cela correspond à l'ordre de grandeur des PWR)
- Les absorptions dans l'U8 représentent 9000 pcm
- Les absorptions dans les adjusters et les LZC représentent environ 1500 à 2000 pcm

2.3.2 Spectre neutronique

On s'intéresse au spectre neutronique de la cellule CANDU 6, pour le comparer à celui de la cellule PWR. On réalise un calcul MCNP, en deux dimensions, à burnup nul (avec les paramètres nominaux).

Le résultat est visible sur la figure 2.11. Il apparaît que les neutrons sont beaucoup plus thermalisés dans la cellule CANDU que dans la cellule PWR, et que cette thermalisation est principalement effectuée dans le modérateur.

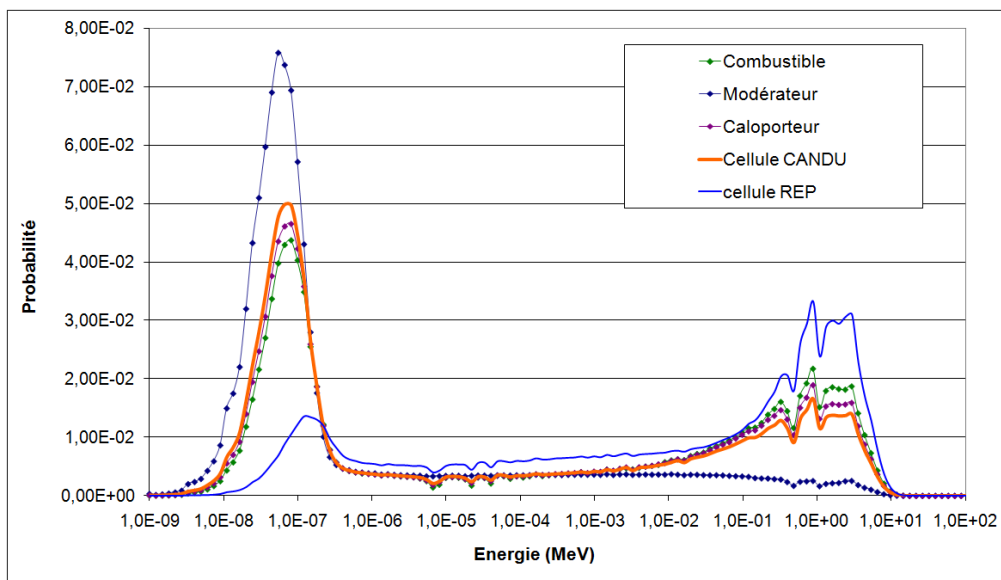


Figure 2.11: Comparaison des spectres neutroniques des cellules CANDU et PWR

2.3.3 Effets en réactivité

Coefficients de température

Le coefficient de température est le changement de réactivité par augmentation de température unitaire. Les changements de température surviennent plus ou moins indépendamment dans le combustible, le circuit caloporteur et le modérateur. Il y a un coefficient de température de réactivité associé à chacun d'eux. Les valeurs moyennes des coefficients de température du combustible, du modérateur et du caloporteur pour un combustible Unat à l'équilibre dans un CANDU 6 sont respectivement : $-0.4 \text{ pcm}/^{\circ}\text{C}$, $+7.5 \text{ pcm}/^{\circ}\text{C}$ et $+4 \text{ pcm}/^{\circ}\text{C}$ [8].

Les caractéristiques d’“autorégulation” du réacteur nécessitent un coefficient de température global négatif. Les changements concernant la température du combustible (qui possède un coefficient négatif) sont les plus influents sur la réactivité. En effet les variations de températures observées dans le combustible sont généralement plus de dix fois supérieures à celles observées dans le modérateur ou le caloporteur. Par ailleurs la cinétique des effets de température dans le combustible est plus rapide que dans le modérateur ou le caloporteur (le chauffage et le refroidissement du modérateur sont relativement lents en raison de la grande quantité d’eau lourde) ce qui implique que les excursions de températures sont très vite régulées dans le combustible (grâce à son coefficient de température négatif) avant qu’elles n’aient un impact important sur le modérateur et le caloporteur.

Coefficient de réactivité du vide

Le coefficient de réactivité du vide est le changement de réactivité lors d’une expulsion du caloporteur de 100 % hors de tous les canaux de caloporteur. Il est positif dans les réacteurs CANDU, de l’ordre de +1000 pcm [8] (la variation globale de réactivité associée à un assèchement complet du cœur se situe normalement dans la gamme de 1500 à 1800 pcm pour un combustible neuf et diminue à 1200 pcm pour un combustible à l’équilibre), mais son effet est limité par la présence de deux boucles primaires séparées (une seule boucle primaire suffirait sans le problème du taux de vide positif) et un système d’empoisonnement rapide du modérateur : les systèmes de sûreté sont conçus pour détecter et arrêter l’accroissement de puissance longtemps avant que la réactivité de +1000 pcm soit insérée, il n’est donc pas possible habituellement pour tout le caloporteur de se transformer en vapeur, même lors de l’ouverture d’une brèche importante.

Efficacité du bore

L’efficacité moyenne du bore dans le modérateur est de -750 pcm/ppm [8]. Cette valeur importante est due au fait que le bore possède une section d’absorption très importante pour les neutrons thermiques, et que le spectre neutronique du modérateur est très doux.

2.4 Paramètres étudiés dans la suite de l’étude

Cette brève revue de la physique du CANDU 6 nous permet de retenir quelques paramètres neutroniques importants, qui permettront de qualifier un combustible URT d’un point de vue énergétique et d’un point de vue de la sûreté :

- le burnup de déchargement moyen des canaux de combustible mesure la quantité d’énergie fournie par ce combustible, et donc sa valeur énergétique

- la puissance de canal est un paramètre à surveiller d'un point de vue de la sûreté, elle ne doit pas dépasser une certaine valeur limite
- l'antiréactivité des mécanismes de contrôle ne doit pas être affectée sérieusement par l'introduction d'URT dans le réacteur, ceux-ci doivent conserver leur efficacité (tout comme le bore dans le modérateur)
- les coefficients de température permettent de mesurer les effets d'autorégulation de la réactivité en fonctionnement nominal
- le coefficient de vide du caloporteur, qui est positif, ne doit pas être significativement augmenté par la présence d'URT dans le CANDU 6
- la puissance résiduelle du combustible après irradiation est une donnée importante pour l'intégration de l'URT dans le cycle du combustible CANDU 6

CHAPITRE 3

EQUATIONS DU CALCUL NEUTRONIQUE

Dans cette partie, nous présentons les principales équations de la neutronique et les approximations effectuées dans le cadre des schémas de calcul neutronique de réseau et de cœur CANDU avec les codes DRAGON [9] et DONJON [10]. Cette partie est largement documentée à partir de la référence [11].

3.1 Equation de transport multigroupe

3.1.1 Flux neutronique

La variable utilisée couramment en physique du réacteur est le flux neutronique Φ . Pour définir cette variable, nous utilisons une approche de mécanique statique selon laquelle chaque particule évolue dans un espace des phases à six dimensions : trois pour sa position et trois pour sa vitesse. Une particule est donc définie par :

- \vec{r} , la variable de position
- $\vec{V}_n = \frac{d\vec{r}}{dt}$, la variable de vitesse qu'on décompose en $V_n = \|\vec{V}_n\|$ et $\hat{\Omega} = \frac{\vec{V}}{V}$
- t , la variable temporelle

Une population de particules est représentée par sa densité qui est donnée par la distribution $n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t)$ de telle manière que $n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t)d^3r dV_n d^2\Omega$ est le nombre de particules à l'instant t dans l'élément de volume d^3r autour du point \vec{r} , dans l'éléments de vitesse dV_n autour de V_n et dans l'élément d'angle solide $d^2\Omega$ autour de $\hat{\Omega}$.

Le flux neutronique est alors défini par :

$$\Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) = V_n n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \quad (3.1)$$

3.1.2 Équation de transport

La forme locale de l'équation de transport, construite à partir de l'équation bilan de la population neutronique, est donnée par :

$$\frac{1}{V_n} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) + \Sigma(\vec{r}, V_n) \left[\Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \right] + V_n n(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) + \hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) = Q(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}, t) \quad (3.2)$$

où les premier, deuxième et troisième termes correspondent respectivement à la variation du nombre de neutrons, aux neutrons perdus par collision et au bilan de neutrons sortant, le terme de droite correspond aux neutrons créés (source).

Dans l'ensemble de cette étude, on considère des modèles stationnaires, l'équation de transport se simplifie donc :

$$\Sigma(\vec{r}, V_n) \left[\Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}) \right] + \hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}) = Q(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}) \quad (3.3)$$

On utilisera la variable énergie $E = \frac{mV_n^2}{2}$ comme variable indépendante à la place de V_n .

3.1.3 Terme source

L'expression du terme source $Q(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega})$ peut s'écrire en fonction des sections efficaces de diffusion et de fission et du flux neutronique :

$$Q(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}) = \int_{4\pi} d^2\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}') \Phi(\vec{r}, V_n, \hat{\Omega}') + \frac{1}{4\pi k_{eff}} Q^{fiss}(\vec{r}, E) \quad (3.4)$$

où :

- $\Sigma_s(\vec{r}, E \leftarrow E', \hat{\Omega} \leftarrow \hat{\Omega}')$ est la section efficace de diffusion de l'énergie E' vers l'énergie E et de l'angle solide $\hat{\Omega}'$ vers l'angle solide $\hat{\Omega}$, incluant les réactions (n,xn)
- k_{eff} est le facteur de multiplication effectif
- $Q^{fiss}(\vec{r}, E)$ est la source isotropique de fission, indépendante de l'énergie du neutron incident :

$$Q^{fiss}(\vec{r}, E) = \sum_{j=1}^{J^{fiss}} \chi_j(E) \int_0^\infty dE' \nu \Sigma_{f,j}(\vec{r}, E') \Phi(\vec{r}, E') \quad (3.5)$$

où $\chi_j(E)$ est le spectre de fission, J^{fiss} est le nombre d'isotopes fissiles, $\nu \Sigma_{f,j}(\vec{r}, E')$ est le nombre de neutrons émis par fission multiplié par la section efficace macroscopique de fission et $\Phi(\vec{r}, E')$ est le flux intégré sur l'angle solide : $\Phi(\vec{r}, E') = \int d^2\Omega' \Phi(\vec{r}, E', \hat{\Omega}')$

3.1.4 Conditions frontières

Pour calculer le flux neutronique, il est nécessaire de définir des conditions de frontières : le domaine V où évoluent les particules peut être entouré d'une frontière ∂V où les conditions sont imposées. On introduit $\vec{N}(\vec{r}_s)$ le vecteur normal unitaire en $\vec{r}_s \in \partial V$. Il existe plusieurs méthodes pour relier le flux entrant inconnu au flux sortant qui est connu. Dans cette étude, on utilise l'approximation de la condition dite de "frontière blanche" (ou isotrope) : on considère que tout neutron sortant du domaine V retourne dans le domaine V avec une distribution angulaire isotropique. On peut alors écrire, pour les particules entrantes (c'est à dire pour $\hat{\Omega} \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) < 0$) :

$$\Phi(\vec{r}_s, E, \hat{\Omega}) = \frac{1}{\pi} \int_{\hat{\Omega}' \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) > 0} d^2\Omega' \left[\hat{\Omega}' \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) \right] \Phi(\vec{r}_s, E, \hat{\Omega}') \quad (3.6)$$

3.1.5 Discrétisation multigroupe

Dans l'approche discrétisée multigroupe on ne considère plus une distribution en énergie continue mais plutôt une distribution discrète en G groupes d'énergie $]E_g, E_{g-1}[$ sur lesquels on considère que les neutrons ont tous la même énergie. Par convention, E_0 représente l'énergie la plus haute que peut avoir un neutron dans le réacteur, elle vaut 10 MeV.

On doit donc calculer les valeurs moyennes des grandeurs utiles sur chaque groupe d'énergie g à partir des grandeurs continues. Les bibliothèques de sections efficaces fournissent des sections efficaces multigroupes (moyennées) associées à une certaine discrétisation de l'énergie. Dans notre étude, par exemple, nous utilisons la bibliothèque de type *Draglib* Jeff 3.1.1 discrétisée selon le maillage SHEM à 281 groupes d'énergie. Les flux et sections efficaces correspondant au groupe d'énergie g sont ainsi définis par :

$$\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = \int_{E_g}^{E_{g-1}} \Phi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) dE \quad (3.7)$$

$$\Sigma_g(\vec{r}) = \frac{1}{\Phi_g(\vec{r})} \int_{E_g}^{E_{g-1}} \Sigma(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, E) dE \quad (3.8)$$

La pondération de Σ_g par Φ_g permet de conserver le taux de réaction sur le groupe g . On peut donc écrire la forme différentielle de l'équation de transport multigroupe à l'état stationnaire :

$$\Sigma_g(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) + \hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = Q_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) \quad (3.9)$$

où le terme source multigroupe est défini par :

$$Q_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} \Sigma_{s,g \leftarrow h}(\vec{r}, \hat{\Omega}, \hat{\Omega}') \Phi_h(\vec{r}, \hat{\Omega}') d^2\Omega' + \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{j=1}^{J^{fiss}} \chi_{j,g} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,j,h}(\vec{r}) \Phi_h(\vec{r}) \quad (3.10)$$

avec :

$$\chi_{j,g} = \int_{E_g}^{E_{g-1}} \chi_j(E) dE \quad (3.11)$$

$$\nu \Sigma_{f,j,h}(\vec{r}) = \frac{1}{\Phi_g(\vec{r})} \int_{E_g}^{E_{g-1}} \nu \Sigma_{f,j}(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, E) dE \quad (3.12)$$

$$\Sigma_{s,g \leftarrow h}(\vec{r}, \hat{\Omega}, \hat{\Omega}') = \frac{1}{\Phi_h(\vec{r})} \int_{E_g}^{E_{g-1}} \int_{E_h}^{E_{h-1}} \Sigma_{s,g \leftarrow h}(\vec{r}, E \leftarrow E', \hat{\Omega}, \hat{\Omega}') \Phi(\vec{r}, E') dE' dE \quad (3.13)$$

Afin de pouvoir résoudre cette équation, il faut la mettre sous sa forme intégrale. En notant s l'abscisse curviligne, l'équation 3.9 se met sous la forme suivante :

$$\Sigma_g(\vec{r} + s' \hat{\Omega}) \Phi_g(\vec{r} + s \hat{\Omega}, \hat{\Omega}) + \frac{d}{ds} \Phi_g(\vec{r} + s \hat{\Omega}, \hat{\Omega}) = Q_g(\vec{r} + s \hat{\Omega}, \hat{\Omega}) \quad (3.14)$$

En introduisant le chemin optique $\tau_g(s) = \int_0^s ds' \Sigma_g(\vec{r} + s' \hat{\Omega})$, on obtient la forme intégrale en domaine infini de l'équation de transport multigroupe :

$$\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) = \int_0^\infty e^{-\tau_g(s)} Q_g(\vec{r} - s \hat{\Omega}, \hat{\Omega}) \quad (3.15)$$

3.2 Résolution de l'équation de transport

3.2.1 Méthode des probabilités de collision

Pour résoudre l'équation de transport dans sa forme intégrale (3.15), on utilise dans cette étude la méthode des probabilités de collision. Cette méthode de résolution passe par une intégration numérique basée sur les coordonnées curvilignes et nécessite une discrétisation spatiale de la cellule considérée, réalisée par l'étape de *tracking*. C'est une méthode relativement simple et rapide qui s'applique bien à des maillages non structurés et comportant peu de régions. Dans DRAGON, le module **ASM** : crée la matrice des probabilités de collisions multigroupe, et le module **FLU** : résout le système matriciel ainsi constitué par l'équation de transport multigroupe, qui est un problème aux valeurs propres.

3.2.2 Tracking

Lors du tracking, des lignes d'intégration sur la surface (ou le volume) sur laquelle on souhaite intégrer les sources sont tracées, puis pondérées par un poids spécifique ω_m associé à chaque direction $\hat{\Omega}_m$ selon le découpage du domaine angulaire. Pour définir le découpage du domaine angulaire, le nombre d'angles polaires ainsi que la densité de tracking (espacement entre les lignes de tracking dans une même direction) doivent être choisis. La condition aux frontières choisie influe également sur le tracking. L'ensemble de l'espace est alors discrétisé en lignes d'intégration. Il faut donc identifier les intersections entre ces lignes et les différents milieux du domaine de manière à calculer les chemins optiques.

Dans la modélisation DRAGON de la cellule CANDU en 2D utilisée pour cette étude, la résolution de l'équation de transport repose sur un tracking **EXCELT**: [9], en choisissant la condition de réflexion isotropique aux frontières, avec comme paramètres de quadrature : 5 angles et une densité de lignes de tracking de 10.0 lignes par cm. Pour la modélisation de la supercellule CANDU en 3D, on utilise la même méthode de tracking, mais les paramètres de quadrature sont : 8 directions et 25.0 lignes par cm.

3.2.3 Auto-protection des résonances

On utilise un modèle d'auto-protection des résonances pour les atomes lourds présents dans le combustible, qui présentent de nombreuses raies d'absorption dans le domaine épithermique. Le calcul d'auto-protection consiste à estimer pour chaque isotope résonnant (principalement les atomes lourds) le taux de réaction moyen et les flux moyens sur chaque groupe d'énergie présentant des résonances, de manière à obtenir des sections efficaces dites "auto-protégées" pour le calcul de flux avec le formalisme multigroupe.

Dans nos modèles DRAGON 2D et 3D, le calcul d'autoprotection est effectué par le module **USS**: et utilise le tracking précédemment effectué ainsi que la *microlib* de sections efficaces multigroupe (qui contient notamment les informations relatives au contenu isotopique des différents mélanges constituant la cellule/supercellule).

3.3 Homogénéisation et condensation

A l'issue d'un calcul de flux à partir de l'équation de transport dans le formalisme multigroupe, on obtient des flux, des taux de réaction et des sections efficaces pour chaque région et chaque groupe d'énergie. Or pour l'étape suivante du schéma de calcul (le calcul de cœur), on a besoin de propriétés moyennées sur des macro-régions (homogénéisation) et des macro-

groupes d'énergie (condensation).

Les grandeurs sont définies sur un espace à $N \times G$ dimensions (N régions et $G = 281$ groupes d'énergie). On cherche de nouvelles grandeurs sur un espace à $M \times K$ dimensions de telle manière que :

- à chaque indice $k \in [1, K]$, correspond un ensemble d'indices $g \in [1, G] : G_k$
- à chaque indice $m \in [1, M]$, correspond un ensemble d'indices $n \in [1, N] : N_m$

Les propriétés homogénéisées et condensées sont définies de manière à conserver les flux et taux de réaction :

- Volumes :

$$V_m = \sum_{i \in N_m} V_i \quad (3.16)$$

- Flux :

$$\Phi_{m,k} = \frac{1}{V_m} \sum_{i \in N_m} \sum_{g \in G_k} V_i \Phi_{i,g} \quad (3.17)$$

- Section efficace totale :

$$\Sigma_{m,k} = \frac{1}{V_m \Phi_{m,l}} \sum_{i \in N_m} \sum_{g \in G_k} V_i \Phi_{i,g} \Sigma_{i,g} \quad (3.18)$$

Dans notre modélisation DRAGON, on effectue une condensation à deux macro-groupes d'énergie (les groupes correspondant à des énergies $E > 4eV$ sont associés pour former le *groupe rapide*, et les groupes correspondant aux énergies $0 < E < 4eV$ sont associés pour former le *groupe thermique*) ainsi qu'une homogénéisation en une seule macro-région, comme nous le verrons dans la partie 4. Ainsi, lors du calcul de cœur, les grandeurs seront définies sur un espace à 1×2 dimensions. Cette étape de calcul est effectuée dans DRAGON grâce au module EDI :

3.4 Calcul d'évolution

Le calcul d'évolution consiste à suivre les concentrations isotopiques des mélanges au cours du temps lorsqu'ils sont soumis à un flux neutronique. On réalise ainsi un bilan de matière en fonction du burnup (taux d'irradiation), exprimé en MWj/t (mégawatt jour par tonne de matériaux lourds).

Les équations qui régissent les concentrations isotopiques sont les équations de Bateman :

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = \sum_j [(\sigma_{j \rightarrow i} + Y_i \sigma_{fj}) \Phi(t) + \lambda_{j \rightarrow i}] N_j(t) - (\sigma_{a,i} \Phi(t) + \lambda_i) N_i(t) \quad (3.19)$$

où :

- N_i est la concentration de l'isotope i
- $\sigma_{j \rightarrow i}$ est la section efficace des réactions conduisant à la formation de l'isotope i à partir de l'isotope j
- Y_i est le rendement de fission : c'est la probabilité qu'à l'issue d'une fission l'isotope i soit produit
- σ_{fj} est la section de fission de l'isotope j
- $\lambda_{j \rightarrow i}$ est la constante de décroissance radioactive de l'isotope j qui conduit à la formation de l'isotope i
- $\sigma_{a,i}$ est la section d'absorption de l'isotope i
- λ_i est la constante de décroissance radioactive de l'isotope i

Ces équations forment un système d'équations différentielles couplées qui est résolu par un processus itératif. Celui-ci repose sur l'hypothèse que le flux neutronique est constant sur une certaine période de temps. Il est donc nécessaire de découper le temps en intervalles (qui correspondent à des "pas de burnup") où cette hypothèse est vérifiée.

On résout ce système pour les différents pas de burnup grâce au module **EVO** : , en considérant la puissance de la cellule constante et égale à environ 32 MW/t. On peut ainsi construire une bibliothèque de sections efficaces qui sera utilisée par le code de cœur qui réalisera des interpolations de celles-ci à des valeurs de burnup requises.

3.5 Équation de diffusion

Le calcul complet du flux neutronique dans le cœur d'un réacteur de puissance est, avec les moyens de calcul dont nous disposons aujourd'hui, trop complexe pour être mené avec les équations de transport. On doit donc faire des approximations sur le flux neutronique qui permettent de simplifier cette equation.

3.5.1 L'approximation P1

On effectue d'abord un développement du flux neutronique et de la section efficace de diffusion en harmoniques sphériques en conservant les $N + 1$ premiers termes. Ceci constitue l'approximation P_n .

Dans la théorie de diffusion, on utilise l'approximation P_1 , où on conserve uniquement les 2 premiers termes. Le flux devient alors :

$$\Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega}) \approx \frac{1}{4\pi} \left[\Phi_g(\vec{r}) + 3\hat{\Omega} \cdot \vec{J}_g(\vec{r}) \right]$$

où $\vec{J}_g(\vec{r})$ est la densité de courant angulaire : $\vec{J}_g(\vec{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \hat{\Omega} \Phi_g(\vec{r}, \hat{\Omega})$

De même la section efficace de diffusion est développée à l'ordre 1 :

$$\Sigma_{s,g}(\vec{r}, \hat{\Omega}, \hat{\Omega}') \approx \frac{1}{4\pi} \left[\Sigma_{s,g,0}(\vec{r}) + 3\hat{\Omega} \cdot \hat{\Omega}' \Sigma_{s,g,1}(\vec{r}) \right]$$

Le bilan de population neutronique simplifié s'obtient en remplaçant le flux et la section efficace de diffusion dans l'équation 3.9 et en intégrant sur l'angle solide. On a alors :

$$\Sigma_g(\vec{r})\Phi_g(\vec{r}) + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_g(\vec{r}) = \sum_{h=1}^G \Sigma_{s,g \leftarrow h,0}(\vec{r})\Phi_h(\vec{r}) + \frac{\chi_g(\vec{r})}{k_{eff}} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,h}(\vec{r})\Phi_h(\vec{r}) \quad (3.20)$$

3.5.2 La loi de Fick

L'équation précédente dépend du flux et du courant neutroniques. La loi de Fick est une loi empirique qui relie ces deux grandeurs : celle-ci consiste à considérer que les particules (neutrons, ici) se déplacent globalement de la région où leur concentration est la plus grande vers celle où elle est plus faible. La relation d'écrit :

$$\vec{J}_g(\vec{r}) = -D_g(\vec{r}) \vec{\nabla} \Phi_g(\vec{r}) \quad (3.21)$$

Dans le cadre du modèle du mode fondamental, on utilise une forme de flux du type : $\vec{\Phi}_g(\vec{r}) = \phi_g e^{i\vec{B} \cdot \vec{r}}$. De même, pour le courant on prend : $\vec{J}_g(\vec{r}) = \vec{J}_g e^{i\vec{B} \cdot \vec{r}}$.

En remplaçant dans l'équation 3.21, on obtient :

$$D_g = \frac{1}{B} \frac{iJ_g}{\Phi_g}$$

En remplaçant dans l'équation 3.20, on a :

$$\Sigma_g(\vec{r})\Phi_g(\vec{r}) - \vec{\nabla} \cdot D_g(\vec{r}) \vec{\nabla} \Phi_g(\vec{r}) = \sum_{h=1}^G \Sigma_{s,g \leftarrow h,0}(\vec{r})\Phi_h(\vec{r}) + \frac{\chi_g(\vec{r})}{k_{eff}} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,h}(\vec{r})\Phi_h(\vec{r}) \quad (3.22)$$

Cela permet de déterminer le coefficient de diffusion à l'issue du calcul de transport. On peut réécrire cette équation sous la forme matricielle suivante :

$$\left(\lambda [\chi] [\nu \Sigma_f]^T - \left([\Sigma] - \vec{\nabla} \cdot [D] \vec{\nabla} \right) \right) [\Phi] = 0 \quad (3.23)$$

avec $\lambda = \frac{1}{k_{eff}}$ et $[\Sigma]$ qui contient les contributions des sections macroscopiques totales Σ_g et des sections de diffusion $\Sigma_{s,g \leftarrow h,0}$.

En résolvant ce problème aux valeurs propres, on détermine le flux ainsi que le k_{eff} , qui correspond physiquement au rapport entre les nombres de neutrons entre deux générations successives. Ainsi, on dira qu'un réacteur est critique si $k_{eff} = 1$, sous critique si $k_{eff} < 1$ et sur-critique si $k_{eff} > 1$. A l'état stationnaire, un réacteur doit être critique. Il importe donc de contrôler précisément la réactivité de l'ensemble. Cela n'empêche pas certaines zones d'être localement sur-critiques, mais cela impose qu'elles soient compensées par des régions localement sous-critiques.

3.5.3 Conditions frontières

Comme pour l'équation de transport, on doit imposer des conditions aux frontières pour compléter la solution. Pour le calcul de cœur fini, les conditions qui sont imposées correspondent au fait que le courant entrant est nul à la limite du réacteur.

3.5.4 Discrétisation de l'équation de diffusion

Pour résoudre l'équation de diffusion par des techniques d'analyse numérique, on transforme l'équation différentielle en un système matriciel. De nombreuses méthodes de discrétisation existent telles que les méthodes nodales, celles aux différences finies ou encore celles aux éléments finis mixtes duaux. Dans notre modélisation de cœur sous DONJON, la résolution de l'équation de diffusion se base sur une discrétisation aux éléments finis effectuée par le module TRIVAT: du code TRIVAC [12].

3.5.5 Résolution de l'équation de diffusion

Une fois discrétisée spatialement et en énergie, l'équation de diffusion doit rester valide en tout point du réacteur et pour toutes les énergies. Elle est donc résolue pour N inconnues en espace fois G inconnues selon l'énergie (comme on l'a vu, dans notre cas, $G = 2$), et le flux neutronique se présente donc sous la forme d'un vecteur Φ de dimension $(N \times G)$. L'équation 3.23 se présente alors comme un ensemble d'équations linéaires, qui peuvent être regroupées

sous la forme matricielle suivante :

$$(\mathbf{M} - \lambda \mathbf{F})\Phi = 0 \quad (3.24)$$

où \mathbf{M} regroupe l'ensemble des termes de perte de neutrons et \mathbf{F} celui de leur production.

La connaissance de Φ permet le calcul de la distribution de puissance (en W) dans le réacteur par la formule suivante :

$$P = \int_V H \cdot \Phi dV \quad (3.25)$$

où H représente le coefficient de production d'énergie par fission (H est proportionnel à la section efficace de fission), et donc $H \cdot \Phi$ correspond à l'énergie produite par la fission pour un élément de volume dV .

Les sections efficaces macroscopiques changent avec le temps puisque la composition du combustible varie. On traite cette dépendance temporelle grâce au paramètre burnup, qui représente l'énergie produite par unité de masse pendant un temps t . Avec cette représentation, l'état du cœur est alors donné par la position de tous les contrôleurs et la distribution du burnup.

3.5.6 Définition des calculs moyennés dans le temps

Lorsque le cœur d'un réacteur CANDU 6 atteint l'équilibre, la fréquence de rechargement des canaux devient constante, l'intervalle de temps entre les rechargements successifs d'un même canal représente un cycle de rechargement : le burnup de déchargement est fixé pour chaque canal. Pour décrire le comportement d'un réacteur CANDU 6 à l'équilibre, il serait possible de procéder à un suivi du cœur pendant une très longue période (> 1 an) en simulant chaque rechargement et en calculant les changements de composition du combustible. La distribution de puissance moyennée dans le temps s'obtiendrait alors en faisant simplement la moyenne des distributions de puissance obtenues tout le long de la simulation.

Pour éviter ce calcul très lourd en temps, l'approche moyennée dans le temps ou TA (Time Average) est utilisée [3]. Celle-ci consiste à remplacer dans l'équation de diffusion les propriétés des matériaux par des propriétés moyennées dans le temps qui sont données par la formule suivante :

$$\overline{\Sigma}_{jk} = \frac{1}{B_{jk}^D - B_{jk}^F} \int_{B_{jk}^D}^{B_{jk}^F} \Sigma(B) dB \quad (3.26)$$

où B_{jk}^D et B_{jk}^F représentent les burnups respectivement au début et à la fin du cycle de la grappe k du canal j . Ainsi, en postulant l'équilibre du rechargement et en fixant le burnup de déchargement dans différentes zones du réacteur (que l'on appellera zones de combustion), on peut limiter le calcul à la solution d'une seule équation de diffusion statique, où les sections efficaces sont moyennées localement sur le cycle de rechargement de chaque canal.

Cette équation de diffusion est non linéaire, en ce sens que les sections efficaces qui composent les opérateurs M (pertes) et F (production) sont dépendantes de la solution Φ que l'on cherche. Cette non-linéarité est relativement faible, cependant, car elle n'implique que la forme axiale normalisée ϕ (plutôt que la valeur absolue) du flux dans le combustible. La résolution de l'équation nécessite donc des itérations externes sur la forme axiale du flux.

On constate donc que le modèle time average du rechargement à l'équilibre permet de calculer la distribution du flux et de la puissance moyenne dans le temps (i.e. une distribution de référence), en fonction des variables de décision choisies (Nombre de grappes rechargées par canal : N_i , burnup moyen de déchargement pour chaque zone de combustion i : B_i), avec beaucoup moins d'effort que l'approche directe (simulation de l'exploitation sur 500 jours). Il est en cela un très bon outil pour optimiser une gestion de combustible.

Les paramètres clés de définition d'une gestion de combustible sont présentés ci-dessous :

- Puissance moyenne du canal j : P_j
- Puissance de la grappe k du canal j : p_{jk}
- Période de rechargement du canal j : T_j
- Nombre de grappes rechargées dans le canal j à chaque rechargement (ou bundle-shift : BS, généralement égal à 8) : N_j
- Taux de rechargement du canal j : $F_j = \frac{N_j}{T_j}$
- Burnup moyen de déchargement des grappes du canal j : $B_j = \frac{P_j}{F_j}$
- Forme axiale du flux pour la grappe k du canal j : $\phi_{jk} = \frac{p_{jk}}{P_j}$

La figure 3.1 schématise la résolution de l'équation de diffusion par la méthode de la moyenne dans le temps TA.

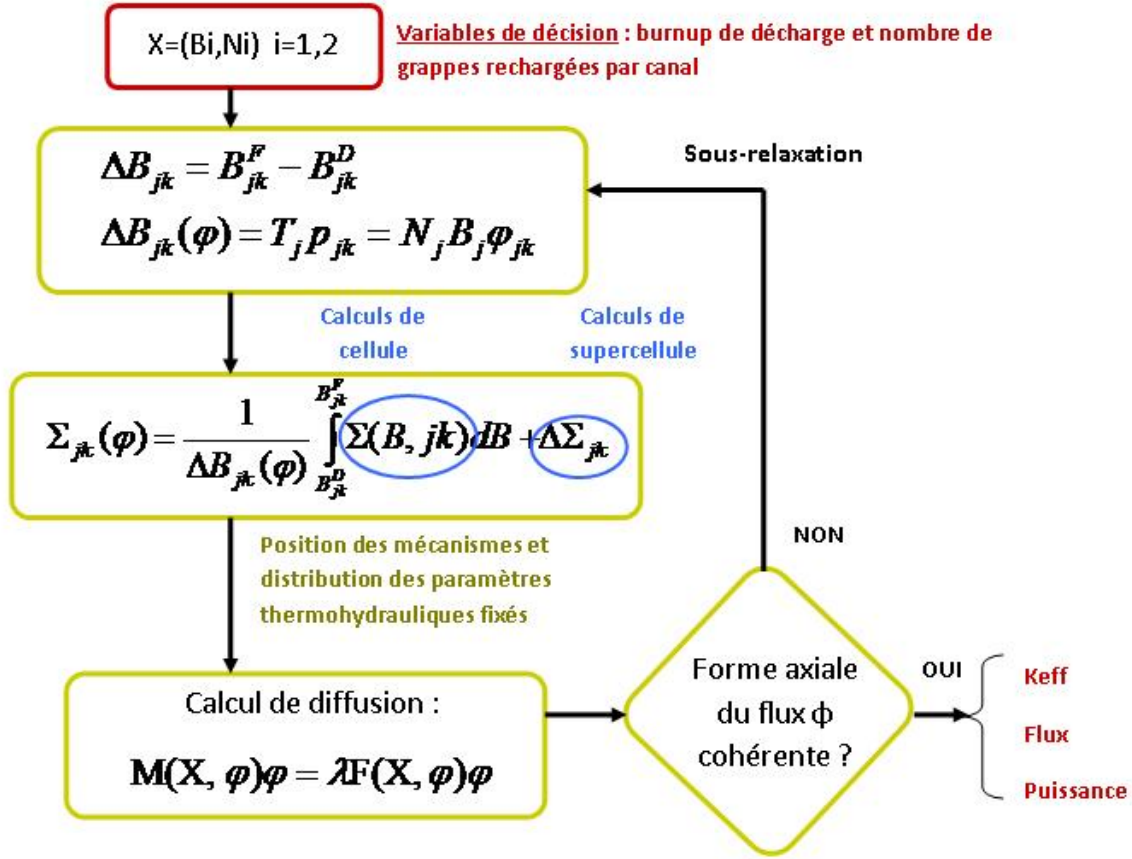


Figure 3.1: La méthode Time Average

Si les variables de décision (N_i, B_i) peuvent varier arbitrairement, elles sont néanmoins sujettes à certaines contraintes : d'abord, le burnup moyen de déchargement doit être tel que le réacteur soit critique en moyenne dans le temps et est ajusté pour obtenir $k_{eff} = 1$, de même, le système de manutention impose des limites supérieures sur la fréquence des rechargements. On doit également s'assurer qu'en aucun temps la puissance de grappe et/ou la puissance de canal n'excède des limites imposées par le design du combustible. On peut ajuster individuellement la valeur du burnup de sortie dans chaque zone de combustion pour modifier la forme du flux et introduire l'aplatissement requis, comme cela sera observé dans la partie 6.

CHAPITRE 4

MODÉLISATION DU RÉACTEUR CANDU 6

Les schémas de calcul de réseau et de cœur, utilisés pour modéliser le CANDU 6 dans cette étude, sont développés avec les codes de calcul neutronique DRAGON [9] et DONJON [10] Version 4 en trois étapes qui sont présentées dans les points qui suivent, et schématisées sur la figure 4.1.

Il s'agit dans un premier temps de réaliser des calculs de cellule 2D d'évolution en transport pour plusieurs conditions thermohydrauliques afin de constituer une base de données de sections efficaces multiparamétrées (en burnup, températures, densités), appelée *multicompo*. Le calcul de transport de cellule 2D est aussi utilisé pour le calcul des coefficients de perturbation (température, vide, etc.).

Dans un deuxième temps on modélise une supercellule (cellule de réseau en 3D) qui comprend les mécanismes de sûreté, et qui permet de calculer des incréments de sections efficaces liés à la présence des mécanismes dans le réacteur, qui seront également stockés dans la *multicompo*.

Cette *multicompo* est enfin utilisée pour le calcul de diffusion du cœur en fonctionnement nominal qui constitue la troisième étape.

La *multicompo*

La *multicompo* que l'on veut construire avec le code DRAGON est une base de données de sections efficaces multigroupes (nous utilisons 2 groupes d'énergie : le groupe thermique pour $0 < E < 4\text{eV}$, le groupe rapide pour $E > 4\text{eV}$) dépendantes du burnup, classées en utilisant des "tuples" de paramètres locaux et globaux de natures différentes (température, densité, burnup, etc.). Chaque tuple de paramètres est relié à un sous-répertoire contenant les informations relatives aux sections efficaces macroscopiques homogénéisées sur toute la cellule DRAGON (cellule 2D ou supercellule 3D). La *multicompo* peut être composée de plusieurs répertoires indépendants de type *multicompo* (plusieurs *multicompo* imbriquées en une seule) correspondant chacun à un « milieu » défini (par exemple, dans notre cas, il y aura deux milieux : "fuel" ou "moderator"). Lors du calcul de cœur avec DONJON, ces milieux seront attribués aux différentes zones du réacteur (combustible ou réflecteur), et leurs caractéristiques (sections efficaces) seront interpolées selon la distribution des paramètres thermohydrauliques dans le cœur.

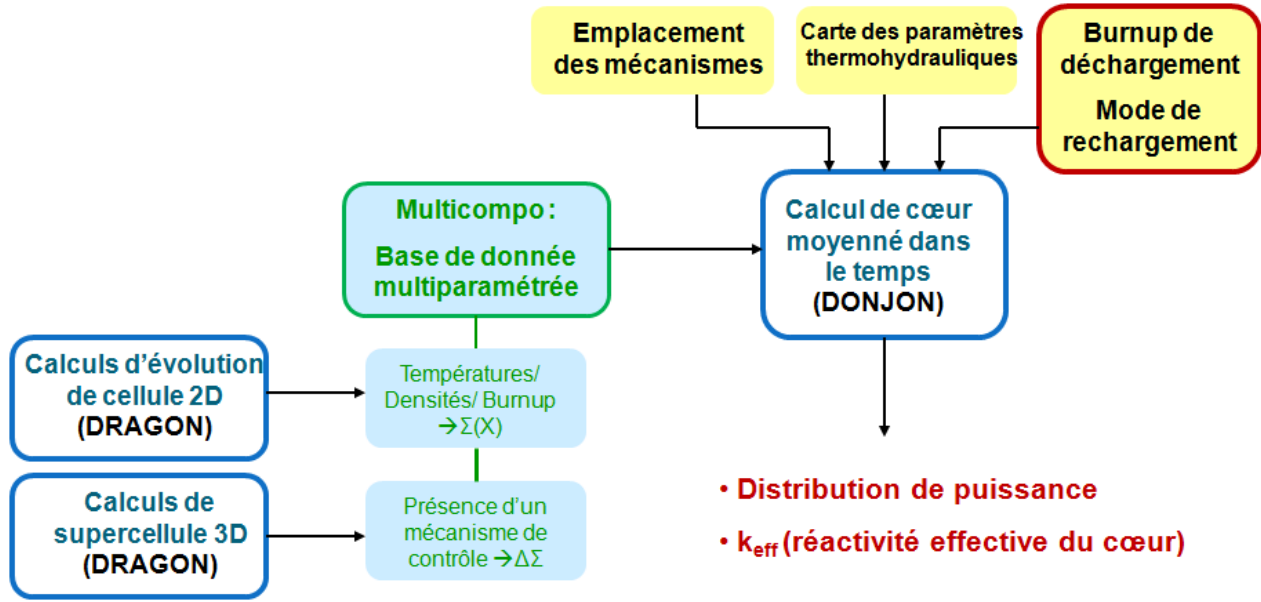


Figure 4.1: Modélisation du réacteur CANDU 6 avec les codes de neutronique DRAGON et DONJON

4.1 Modélisation de la cellule 2D

On utilise pour cette étape le code de transport DRAGON ainsi que la bibliothèque de sections efficaces de type *Draglib* JEFF 3.1.1 à 281 groupes d'énergie (maillage SHEM).

Le modèle de la cellule 2D est une cellule carrée de côté égal à un pas de réseau, avec modérateur, tube de calandre, tube de force, grappe de combustible (figure 4.2).

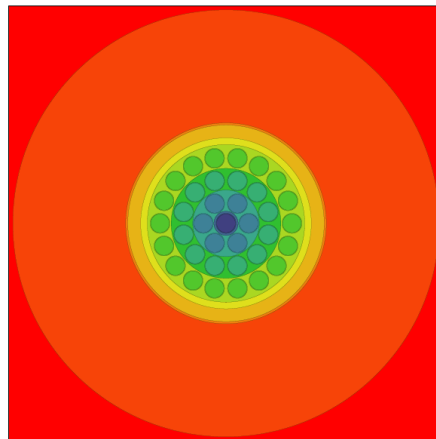


Figure 4.2: Cellule 2D CANDU 6 modélisée sous DRAGON

Le calcul de réseau DRAGON permet de résoudre l'équation de transport des neutrons et de calculer les flux et sections efficaces macroscopiques pour les différentes régions de la cellule 2D, en utilisant des conditions de réflexion aux frontières pour simuler un réseau infini.

Il permet aussi de faire le calcul d'évolution en transport en utilisant l'approche d'évolution quasi-statique, afin de déterminer l'évolution isotopique des différents milieux de la cellule à chaque pas de temps.

4.1.1 Évolution du combustible

Pour un CANDU 6, le burnup de déchargement est de l'ordre de 7500 MWj/t avec du combustible Unat. La perte de réactivité du cœur est de l'ordre de 40 pcm/JEPP, ce qui équivaut à une augmentation de 32 MWj/t sur le burnup de décharge (la puissance pendant le calcul d'évolution est fixée à 32 MW/t). La figure 4.3 représente la variation du facteur de multiplication k_{inf} en fonction du temps dans une cellule 2D (grappe de combustible et modérateur), calculée à partir d'un calcul d'évolution DRAGON.

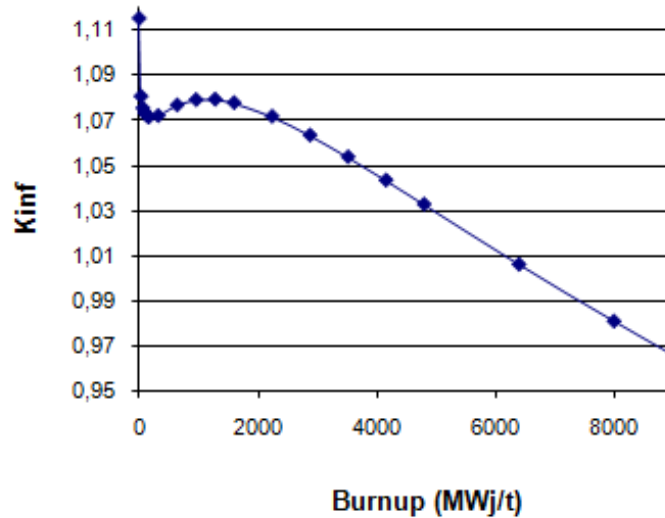


Figure 4.3: Evolution du k_{inf} en fonction du burnup dans une cellule CANDU 6 en 2D

Initialement, au cours des premiers jours, on observe une diminution rapide de k_{inf} due à l'accumulation du Xe-135 dans le combustible (produit de fission saturé, avec une anti-réactivité de -2800 pcm). Par la suite, l'U-235 commence à diminuer, alors que le Pu-239 commence à s'accumuler (entre 40 et 50 jours). Dans le cas de l'Unat, le taux de fission du

Pu-239 augmente et compense la baisse du taux de fission de l'U-235, ce qui provoque une augmentation initiale de k_{inf} . Cette tendance sera par ailleurs inversée après quelques semaines à cause principalement de l'épuisement d'U-235 qui se poursuit, et de l'accumulation graduelle du Pu-240 et des produits de fission.

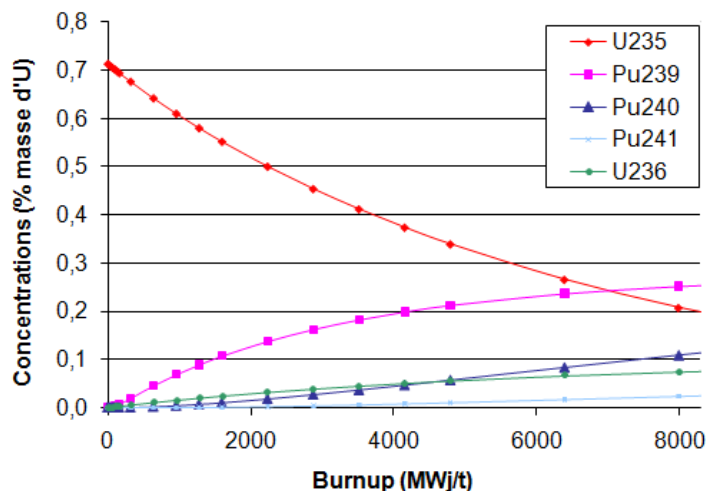


Figure 4.4: Évolution de la concentration des atomes lourds dans la cellule CANDU 6

Le CANDU 6 utilise et est optimisé pour de l'uranium naturel. L'exploitation du réacteur implique la production de Pu fissile, comme le montre la figure 4.4. Ce dernier produit 50% de l'énergie pour un combustible à burnup moyen, 75% pour un combustible à burnup élevé (contre 40% dans un PWR). La composition moyenne du rejet pour l'Unat dans le CANDU est la suivante : 0.20%m d'U-235, 0.26%m de Pu-239, 0.10%m de Pu-240, 0.023%m de Pu-241, 0.007%m de Pu-242.

4.1.2 Création de la multicompo

A partir du modèle de cellule 2D, on souhaite construire une multicompo contenant des sections efficaces pour différentes conditions de transport et d'irradiation, qui seront par la suite interpolées dans le calcul de cœur. Les paramètres considérés dans cette étude pour la construction de la multicompo sont :

- Le burnup (ou taux d'irradiation), paramètre local (variable en fonction de la position de la grappe dans le coeur)
- La température du combustible, locale
- La température du caloporteur, locale
- La densité du caloporteur, locale

- La température du modérateur, globale (identique sur tout le cœur)
- La densité du modérateur, globale
- La concentration de bore dans le modérateur, globale

Pour calculer les sections efficaces requises pour la multicompo, on effectue des calculs d'évolution de la cellule 2D pour diverses conditions thermohydrauliques : on fait varier successivement les paramètres locaux autour de leur valeur nominale, afin de “balayer” le domaine des valeurs que ces paramètres pourraient prendre au niveau de la modélisation du cœur entier.

La multicompo doit être interpolable aux différents paramètres locaux choisis (températures de combustible et de caloporteur, densité de caloporteur). Les choix de ces différents paramètres et du nombre de valeurs correspondantes influent sur la précision finale du calcul de cœur, mais aussi sur le temps de calcul, car il faut effectuer autant de calculs d'évolution de cellule en transport que de configurations de paramètres choisies.

Ainsi, on fait exactement 7 calculs d'évolution pour autant de combinaisons distinctes des paramètres thermohydrauliques, qui sont décrites dans le tableau 4.1. Notons que la température maximale de caloporteur inscrite dans ce tableau n'est pas une valeur réaliste, mais permet de majorer l'ensemble des valeurs observées pour une distribution de température du caloporteur dans un cœur CANDU 6. Ces calculs d'évolution sont réalisés pour une durée de 0 à 600 jours (ou plus selon les valeurs de burnup que l'on souhaite atteindre par la suite, pour les calculs de cœur, sachant que la puissance dans une cellule est d'environ 32 MW/t), découpée en 22 pas de temps (plus rapprochés au début qu'à la fin, pour satisfaire l'hypothèse d'évolution quasi-statique). Notre schéma de cellule 2D multiparamétré évoluant comporte donc 154 (22×7) calculs en transport.

Tableau 4.1: Valeurs limites et nominales des paramètres utilisés dans les calcul de cellule 2D CANDU

Calculs d'évolution n°	1	2	3	4	5	6	7
Température combustible(K)	941.3	541.3	1241.3	941.3	941.3	941.3	941.3
Température caloporteur(K)	560.7	560.7	560.7	300.7	660.7	560.7	560.7
Densité caloporteur (g/cm ³)	0.82	0.82	0.82	0.82	0.82	1.0	0.0
Concentration bore (ppm)	0	0	0	0	0	0	0
Température modérateur(K)	345.7	345.7	345.7	345.7	345.7	345.7	345.7
Densité modérateur(g/cm ³)	1.0823	1.0823	1.0823	1.0823	1.0823	1.0823	1.0823

Suite à ces calculs, et avant de stocker les résultats dans la multicompo, on réalise les opérations de condensation et homogénéisation :

- On condense les sections efficaces à 2 groupes d’énergie, séparés à 4.0 eV, ce qui donne le groupe rapide et le groupe thermique
- On homogénéise les sections sur toute la cellule, pour avoir des sections efficaces macroscopiques représentant les éléments de combustible dans le cœur (éléments “fuel”)
- Pour modéliser le réflecteur (élément “moderator”), on homogénéise simplement le modérateur pour le calcul de référence (paramètres nominaux, colonne ”1” dans le tableau 4.1) à burnup nul

4.1.3 Calculs des coefficients de réactivité

Dans la suite de notre étude, portant sur les paramètres de sûreté du CANDU 6, on veut déterminer les coefficients de température (du combustible, du caloporteur, du modérateur), le coefficient de vide du caloporteur, et l’efficacité du bore dans le modérateur. On calcule généralement ces coefficients à l’aide de calculs perturbatifs de cellule 2D. Ces calculs sont quelquefois appelés *calculs de reprise* ou *calculs de branche*.

Dans le cas des calculs de coefficients de perturbation, il ne s’agit pas de faire “évoluer” la cellule 2D dans un milieu perturbé (*perturbation permanente*), comme cela a été fait dans les calculs d’évolution destinés à générer des multicompos utilisables dans les calculs de cœur. Il faut plutôt se baser sur l’évolution de la cellule du cas de référence (point auquel on veut calculer les coefficients), pour perturber cette même cellule à chaque burnup *instantanément*. C’est-à-dire que l’on conserve l’historique de l’évolution (isotopique) de la cellule de référence (cas nominal), puis on “perturbe” la cellule en modifiant le paramètre voulu (température, densité, concentration) pour faire un calcul de flux perturbé, et cela à chaque pas de burnup. Ce principe est schématisé sur la figure 4.5.

On peut ainsi calculer l’évolution (en fonction du burnup) des divers coefficients par comparaison du cas nominal avec les cas perturbés :

- Les coefficients de température (en pcm/°C) sont donnés par la formule :

$$\text{Coeff_Temp} = \frac{\rho(T + \Delta T) - \rho(T)}{\Delta T} \quad (4.1)$$

où $\rho = \frac{k_{inf} - 1}{k_{inf}}$ est la réactivité de la cellule en pcm et ΔT la variation de température en °C.

- Le coefficient de vide du caloporteur (en pcm) est donné par :

$$\text{Coeff_vide} = \rho(\text{vidange}) - \rho(\text{nominal}) \quad (4.2)$$

- L'efficacité du bore (en pcm/ppm) est donnée par :

$$\text{Efficacite_bore} = \frac{\rho(CB + \Delta CB) - \rho(CB)}{\Delta CB} \quad (4.3)$$

où CB est la concentration de bore dans le modérateur en ppm.

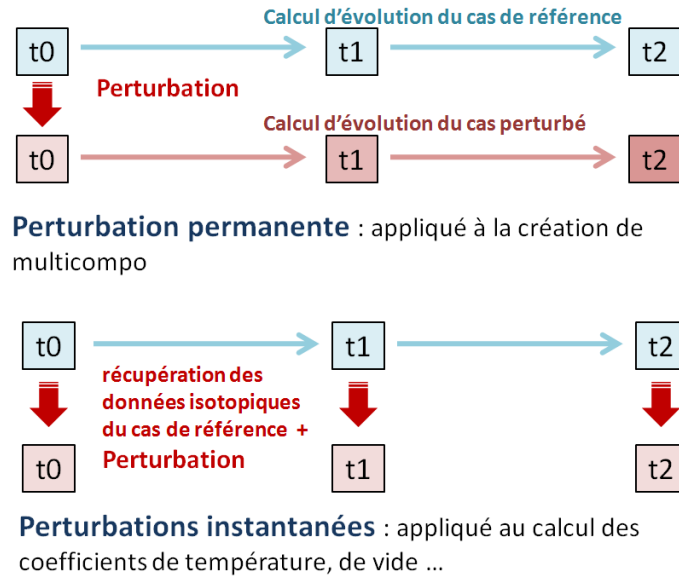


Figure 4.5: Principe du calcul des coefficients de perturbation

4.2 Modélisation de la supercellule 3D

On utilise pour cette étape le code de transport DRAGON ainsi que la bibliothèque JEFF 3.1.1 (281 groupes d'énergie), comme dans le cas du calcul de cellule 2D.

La super cellule contient deux grappes de combustible (selon l'axe des canaux, l'axe des "Z") ainsi qu'une portion d'un mécanisme de réactivité cylindrique (selon la verticale, l'axe des "X"). Sur la figure 4.6, on peut visualiser la disposition d'un mécanisme de contrôle et d'une grappe de combustible, la supercellule complète étant obtenue en réalisant la symétrie de la grappe de combustible par rapport au plan "XZ" passant par le centre du mécanisme.

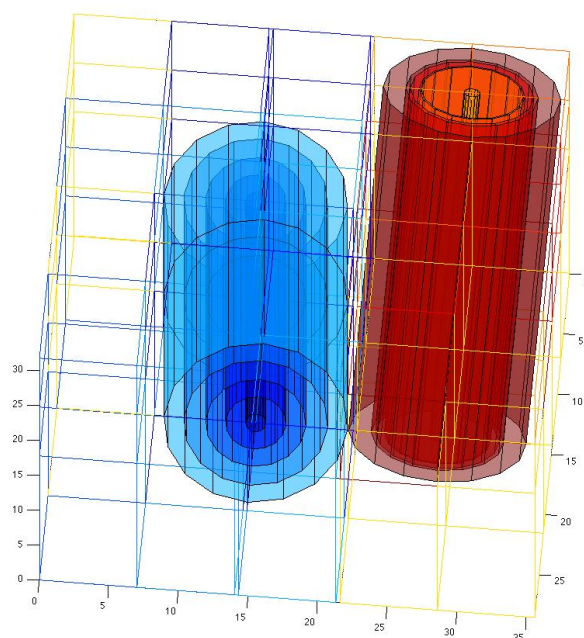


Figure 4.6: Supercellule 3D CANDU 6, avec adjuster inséré, modélisée sous DRAGON

La grappe de combustible et les mécanismes ont tous une géométrie cylindrique pour simplifier les calculs. Les dimensions simplifiées des mécanismes de réactivités modélisés ici sont issues de la référence [13]. Les mélanges correspondant aux différentes parties radiales de la grappe de combustible sont calculées par homogénéisation à partir du modèle de cellule 2D : les sections efficaces correspondant aux caloporteur, gaine de crayon et combustible sont homogénéisées selon la “couronne” radiale à la quelle ils appartiennent (ces couronnes correspondent aux 4 couronnes de crayon, évidemment), tandis que les sections efficaces correspondant aux tube de pression, gaz annulaire, et tube de calandre sont homogénéisées entre elles.

Le calcul de supercellule fournit un incrément à la section efficace de la cellule simple pour prendre en compte la présence éventuelle de mécanismes absorbants dans le cœur. Cet incrément sera en fait calculé en faisant la différence des sections efficaces calculées dans deux situations : la supercellule sans le mécanisme (position “out”) et la supercellule avec le mécanisme (position “in”). Ces sections efficaces sont calculées uniquement pour des paramètres thermohydrauliques nominaux et pour un burnup moyen, correspondant au temps de 150 jours habituellement : cette simplification suffit à prendre en compte l’effet moyen de la présence du mécanisme dans le cœur.

Le schéma de supercellule 3D comporte au total 16 calculs pour autant de situations différentes :

- Un calcul sans aucun mécanisme (la barre de contrôle représentée sur la figure 4.6 est remplacée par du modérateur)
- Un calcul où seul le tube guide des adjusters est inséré (il existe 6 types d’adjusters, tous possèdent le même type de tube guide)
- Un calcul où seul le tube guide des LZC est inséré (il existe 3 types de LZC qui possèdent le même type de tube guide)
- 6 calculs correspondant aux différents types d’adjusters insérés
- 6 calculs correspondant aux 3 différents types de LZC pour les cas ”remplie à 100%” et ”remplie à 0%”
- Un calcul où seul le tube guide des shut-off rods (SOR) est inséré (on ne sera pas amené à modéliser le cas où les SOR sont insérés dans le coeur)

Cette étape du calcul de coeur est très longue car le calcul de transport en 3D est beaucoup plus long qu’en 2D.

Comme dans le cas du calcul de cellule 2D, les sections efficaces calculées à partir de la supercellule 3D sont condensées en 2 groupes d’énergie (rapide et thermique) et homogénéisées sur toute la supercellule avant d’être stockées dans la précédente multicompo (en tant qu’élément “fuel”) qui sera utilisée par le code DONJON : la multicompo possède donc les paramètres locaux et globaux (températures, densités, concentrations), et aussi les informations concernant la présence éventuelle des mécanismes de réactivité (on introduit de nouveaux paramètres tels que le type de mécanisme et son niveau d’insertion).

4.3 Modélisation du coeur 3D

On utilise pour cette étape le code de diffusion DONJON à 2 groupes en énergie. Tout au long de notre étude, on utilise une modélisation du coeur CANDU 6 en fonctionnement nominal, caractérisée par les points suivants :

- Les grappes de combustible sont de type CANLUB, à 37 crayons (précédemment modélisées en calcul de cellule DRAGON)
- Les mécanismes de réactivités sont dans leur position nominale : adjusters complètement insérés, LZC remplies à 50 %, concentration de bore dans le modérateur nulle
- Pour le calcul de coeur, on utilise des distributions spatiales de température et de densité définies par des calculs couplés thermique-crayons/thermohydraulique/neutronique

(source Hydro-Québec). Ces distributions sont gardées constantes pour tous les calculs neutroniques de cœur, car on ne peut reproduire les calculs couplés, mais cela reste une bonne approximation si on considère que le réacteur reste à un état de fonctionnement proche du nominal

On définit la géométrie 3D du cœur ainsi que les mécanismes de réactivité et leurs emplacements. Les mélanges attribués aux différentes régions du cœur sont alors caractérisés par leurs sections efficaces macroscopiques, issues de l'interpolation de la multicompo, à partir de l'emplacement des mécanismes et de la distribution des paramètres locaux dans le cœur.

On résout ensuite l'équation de diffusion des neutrons dans le cœur grâce à la méthode de la moyenne dans le temps à 2 zones de combustion (représentées sur la figure 4.7), en spécifiant le mode de rechargement (nombre de grappes rechargées par canal) et le burnup moyen de sortie pour chaque zone de combustion [14] ("BC" pour la zone centrale, et "BP" pour la zone périphérique). On ajuste le burnup moyen global (sur tout le réacteur), selon le combustible, pour avoir un cœur critique.

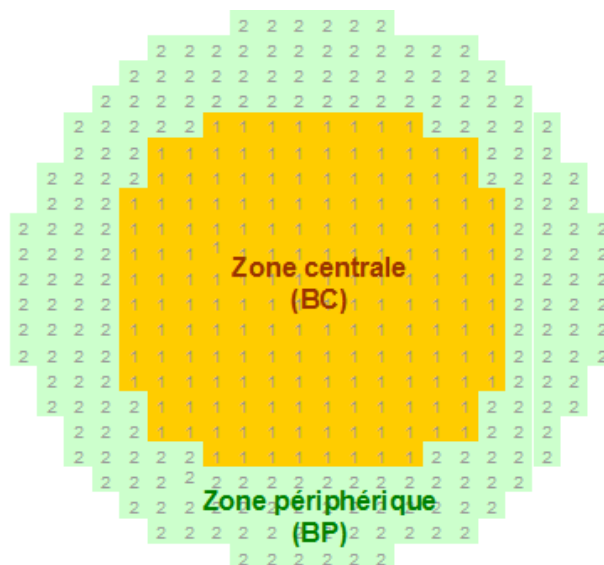


Figure 4.7: Zones de combustion considérées dans le calcul de cœur 3D DONJON

4.4 Conception et utilisation des schémas de calcul

Dans l'environnement des logiciels DRAGON et DONJON, les schémas de calcul sont *programmés* dans un langage utilisateur nommé CLE-2000 [15]. La réalisation de cette étude

a demandé une remise en forme des schémas de calcul des réacteurs CANDU 6 qui existaient sous une forme préliminaire, pour la version 3 des codes DRAGON et DONJON. En effet, pour cette étude nous avons utilisé la version 4 de ces logiciels.

Nous pouvons ainsi présenter les différents schémas de calcul développés :

- un schéma de cellule 2D multiparamétré et évoluant avec DRAGON, utilisé pour la création de la *multicompo*
- un schéma de supercellule 3D non paramétré avec DRAGON, utilisé pour intégrer les informations relatives aux mécanismes de réactivité à la *multicompo*
- un schéma de cœur fini avec DONJON, utilisant la *multicompo* créée suite aux deux précédentes étapes
- un schéma de cellule 2D avec DRAGON permettant de faire des calculs de reprise multiparamétrés, utiles dans l'étude des coefficients de réactivité

Ces schémas de calcul sont représentés sur la figure 4.8 qui recense les objets ou variables d'entrée et de sortie pour chacun.

Les trois premiers schémas constituent les trois étapes nécessaires à la modélisation complète du cœur CANDU 6, qui est utilisée pour évaluer la valeur énergétique des différents combustibles considérés dans cette étude.

Le schéma de cellule 2D multiparamétré évoluant permet de créer la *multicompo* qui contient les sections efficaces dépendantes du burnup et des paramètres thermohydrauliques. Il prend comme variables d'entrée la composition isotopique du combustible ainsi que la durée totale d'irradiation qui imposera le burnup maximal considéré dans la *multicompo* (cette variable doit être choisie selon la valeur énergétique du combustible a priori). En plus de la *multicompo*, un objet *burnup* est créé à l'issue de ce calcul. Il contient les données relatives au calcul d'évolution (notamment les compositions isotopiques des différents mélanges de la cellule 2D à chaque pas de burnup) pour la cellule 2D de référence, c'est-à-dire avec les paramètres thermohydrauliques nominaux, ce qui correspond au premier calcul d'évolution effectué.

Les deux objets ainsi créés, *multicompo* et *burnup*, sont utilisés pour l'étape suivante : le schéma de supercellule 3D. Celui-ci permet de calculer des sections efficaces relatives à la présence (ou non) des mécanismes de réactivité, et d'ajouter ces informations à la *multicompo* initialement créée. Rappelons que ces calculs sont effectués pour les paramètres thermohydrauliques nominaux, et à burnup moyen. Ce schéma prend donc comme variable d'entrée le temps d'irradiation moyen choisi pour les calculs de supercellule, l'objet *burnup* permet

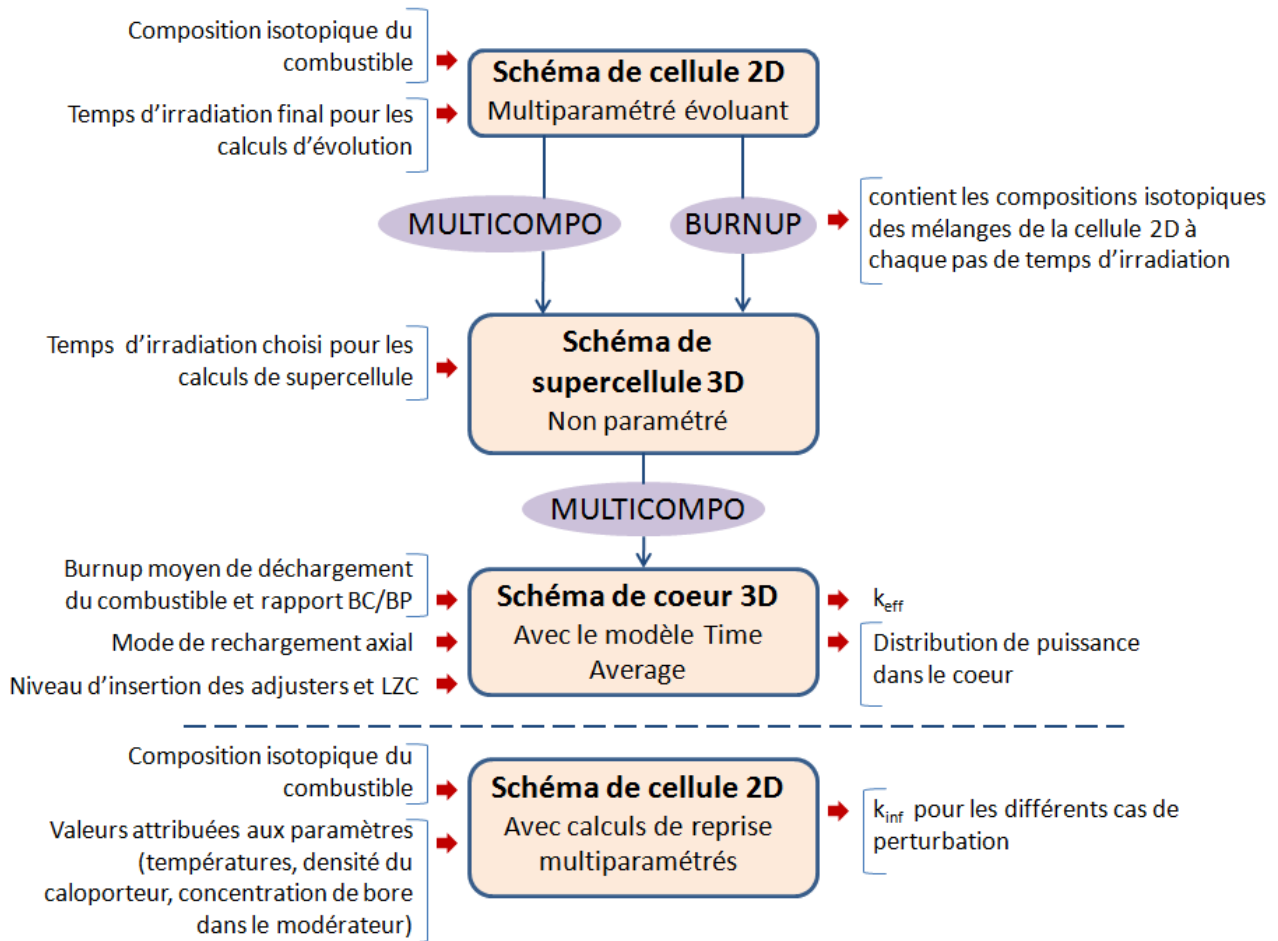


Figure 4.8: Organisation des schémas de calcul

de récupérer les concentrations isotopiques des mélanges correspondant à ce pas de temps, les résultats des calculs sont stockés dans la *multicompo* qui est mise à jour et récupérée en sortie du schéma de supercellule.

Enfin, le schéma de cœur 3D est basé sur le modèle Time Average. Il prend donc en données d'entrée les burnups moyen de déchargement des deux zones de combustion radiale (BC et BP) et le mode de rechargement axial (ou Bundle-Shift). La multicompo est alors interpolée d'après des cartes de distribution des paramètres thermohydrauliques fixées, et les incréments de sections efficaces sont ajoutés au niveau des emplacements des mécanismes de réactivité. A l'issue du calcul Time Average, le k_{eff} du cœur est déterminé, et permet de dire si le cœur est critique ou bien si le burnup de déchargement moyen du cœur doit être ajusté pour avoir $k_{eff} = 1$, on calcule ainsi le burnup de déchargement moyen pour un combustible donné. On obtient également la distribution de la puissance dans le cœur. Par ailleurs, il est possible de modifier le niveau d'insertion des adjusters et des LZC jusqu'à des valeurs

extrêmes afin de mesurer leur antiréactivité.

Le schéma de cellule 2D avec calculs de reprise paramétrés est conçu un peu différemment du schéma de cellule 2D multiparamétré évoluant, comme cela a été souligné précédemment. Il permet de calculer des coefficients de réactivité autour du point nominal de fonctionnement. La composition du combustible considéré constitue une première variable d'entrée. On peut également choisir les différentes valeurs des paramètres dont on veut étudier l'influence sur la réactivité de la cellule : dans cette étude on s'intéresse aux températures de combustible, modérateur, caloporteur, à la densité du caloporteur, et à la concentration de bore dans le modérateur. Les calculs des coefficients de perturbation sont par la suite effectués à partir de ces valeurs ainsi que celles des k_{inf} obtenus pour chaque calcul de transport du schéma de calcul, comme cela a été expliqué précédemment.

CHAPITRE 5

ÉQUIVALENCE ÉNERGÉTIQUE DE L'URT DANS UN CANDU6

5.1 Loi d'équivalence énergétique généralisée pour l'URT dans le CANDU 6

Pour calculer la formule d'équivalence généralisée, on souhaite associer à chaque URT, d'isotopie donnée ($U4$, $U5$, $U6$ en %m), un combustible issu d'uranium naturel (noté SEU) équivalent énergétiquement, d'enrichissement en U-235 ($U5n$ en %m) à déterminer, de manière à obtenir une formule du type :

$$U5n = f(U4, U5, U6) \quad (5.1)$$

5.1.1 Principe de l'équivalence énergétique

Critère d'équivalence énergétique

L'étude d'équivalence énergétique se base sur des comparaisons de calculs de cœur 3D, avec le modèle de la moyenne dans le temps à deux zones de combustion présenté dans la partie 4, pour les différents combustibles considérés (URT ou SEU). Ces calculs de cœur sont précédés des schémas de cellule 2D multiparamétrés évoluant (utilisant les paramètres du tableau 4.1) et de supercellule 3D qui permettent la construction des multicompo associées à chacun des combustibles étudiés.

Dans chaque cas, on ajuste les burnups de déchargement des deux zones de combustion (centrale et périphérique) afin d'obtenir un cœur critique. On détermine ainsi le burnup moyen de déchargement qui permet d'obtenir un cœur critique pour un combustible donné. Le burnup moyen de déchargement associé à un combustible dépend directement de sa valeur énergétique.

On considère alors que deux combustibles sont équivalents énergétiquement si leurs burnups moyen de déchargement sont égaux.

Tout au long de cette partie de l'étude, le rapport des burnup des deux zones de combustion est maintenu constant pour tous les calculs de cœur par commodité : cela n'affecte en rien le principe d'équivalence énergétique.

Méthode de calcul de la loi d'équivalence énergétique

Dans un premier temps on cherche à déterminer une loi permettant de relier un burnup moyen de déchargement à un SEU d'enrichissement $U5n$ à partir des calculs de cœur 3D. On souhaite obtenir une formule du type :

$$U5n = f(BU_{decharge}) \quad (5.2)$$

où $BU_{decharge}$ est le burnup moyen de déchargement (en MWj/t) associé au combustible SEU d'enrichissement $U5n$ (en %m).

Dans un deuxième temps, il suffit de déterminer le burnup moyen de déchargement pour chaque URT considéré, pour lui associer le SEU équivalent, grâce à la formule 5.2 : connaissant le $BU_{decharge}$ pour un URT, on détermine immédiatement l'enrichissement $U5n$ correspondant et donc le SEU équivalent.

5.1.2 Étape préliminaire à la détermination de la loi d'équivalence énergétique

Le domaine de validité de la formule d'équivalence généralisée doit inclure les concentrations isotopiques décrites dans le tableau 1.2. On souhaite donc que la formule 5.2 soit valable pour un enrichissement $U5n$ compris entre 0.5%m et 1.2%m .

On réalise une série de calculs de cœur pour un éventail de SEU dont l'enrichissement $U5n$ varie entre 0.5%m et 1.2%m, et on détermine pour chacun le $BU_{decharge}$. Les résultats sont représentés sur la figure 5.1.

On constate, en recherchant les burnups moyens de déchargement, qu'il est impossible d'obtenir un cœur critique avec les SEU d'enrichissement $U5n$ inférieur à 0.63 %m. On est donc amené à restreindre notre domaine d'étude. Remarquons qu'il n'est pas très pertinent de s'intéresser à des SEU d'enrichissement inférieur à celui de l'Unat.

La figure 5.1 nous indique qu'une courbe de tendance polynomiale d'ordre 3 nous permet d'approcher les résultats réels avec une très bonne précision. On retient donc la formule suivante :

$$U5n = -2.0E-14 * BU_{decharge}^3 + 1.5E-09 * BU_{decharge}^2 + 2.2E-06 * BU_{decharge} + 6.1E-01 (\%m)$$

Remarques : On note que cette courbe a une allure légèrement parabolique : l'augmentation du burnup moyen n'est pas proportionnelle à l'augmentation d' $U5n$, mais légèrement inférieure pour des enrichissements proches de la borne supérieure considérée.

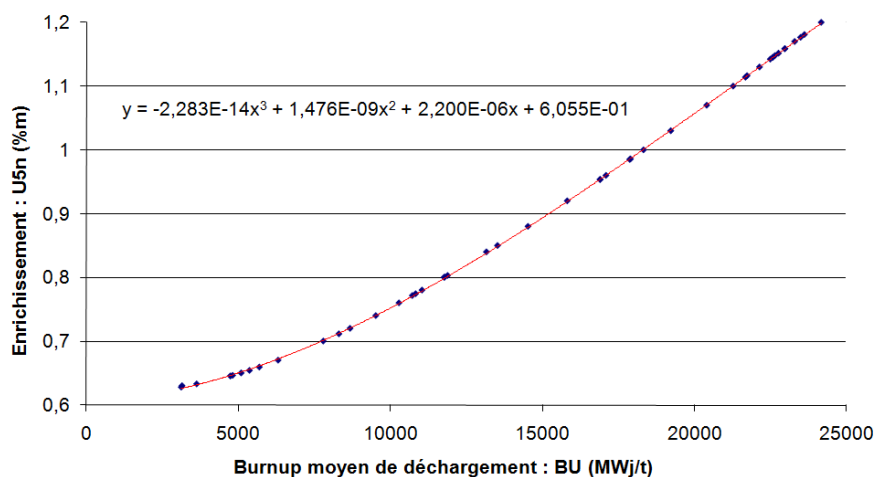


Figure 5.1: Enrichissement U5n du SEU en fonction de son burnup moyen de déchargement

On peut relier ce phénomène au fait que l'on a conservé pour tous les calculs le même rapport de burnups (burnup central/burnup périphérique) en modifiant uniquement la valeur moyenne du burnup de déchargement. Ainsi le rapport des burnups reste constant mais l'écart absolu augmente (puisque le burnup moyen augmente), ce qui implique que l'écart de réactivité se creuse entre les canaux externes (très réactifs car moins usés) et les canaux centraux (moins réactifs, car plus usés). Lorsqu'U5n augmente, la forme du flux se creuse au centre du réacteur, et augmente en périphérie, ce qui a pour effet d'augmenter les fuites et donc de réduire l'impact sur le burnup moyen d'une augmentation d'enrichissement.

Par ailleurs, le rapport constant des burnups conduit à des dépassements de puissance puisque la stratégie de rechargement n'est pas optimisée (plus le combustible est enrichi et plus le rapport des burnup doit être faible) : les dépassements de puissance peuvent être observés dans les canaux périphériques, dont le burnup moyen est trop faible. Ces dépassements n'affectent pas l'équivalence énergétique, mais ils sont traités plus tard, lors de l'étude des paramètres de sûreté.

5.1.3 Détermination de la loi d'équivalence généralisée

Calculs pour déterminer les burnups de déchargement moyens des URT

On recherche les burnups moyens de déchargement pour 31 URT distincts, choisis de manière à ce que leurs isotopies balaient le domaine de validation de la formule d'équivalence (voir tableau 5.1), puis on associe à chacun le SEU équivalent grâce à la formule 5.2.

Tableau 5.1: Isotopies des URT considérées pour le calcul de la formule d'équivalence généralisée

URT	U4 (%m)	U5 (%m)	U6 (%m)	U5n(%m)
1	0.015	0.68	0.2	0.672
2	0.03	0.68	0.2	0.669
3	0.02	0.68	0.6	0.660
4	0.015	0.68	0.9	0.654
5	0.03	0.68	0.9	0.651
6	0.02	0.8	0.2	0.786
7	0.02	0.8	0.9	0.762
8	0.015	0.9	0.2	0.886
9	0.03	0.9	0.2	0.884
10	0.02	0.9	0.6	0.867
11	0.015	0.9	0.9	0.857
12	0.03	0.9	0.9	0.855
13	0.02	1	0.2	0.986
14	0.02	1	0.9	0.953
15	0.02	1.1	0.2	1.086
16	0.02	1.1	0.9	1.050
17	0.015	1.2	0.2	1.184
18	0.03	1.2	0.2	1.183
19	0.02	1.2	0.6	1.161
20	0.015	1.2	0.9	1.147
21	0.03	1.2	0.9	1.146
22	0.02	0.72	0.6	0.697
23	0.02	0.76	0.6	0.733
24	0.02	0.83	0.6	0.799
25	0.02	0.87	0.6	0.838
26	0.02	0.93	0.6	0.897
27	0.02	0.97	0.6	0.937
28	0.02	1.03	0.6	0.996
29	0.02	1.07	0.6	1.035
30	0.02	1.13	0.6	1.093
31	0.02	1.17	0.6	1.132

On remarque, d'après le tableau 5.1, que l'on peut négliger l'influence des variations de $U4$ dans les formules d'équivalence, car ce dernier a un impact minime sur la valeur énergétique de l'URT dans le CANDU 6. On note en effet que l'augmentation de $U4$ (dans l'URT) de sa valeur minimale (0.015%m) à sa valeur maximale (0.03%m) a pour effet de diminuer la valeur de l'enrichissement $U5n$ (dans le SEU équivalent) de moins de 0.003%m.

Par la suite, on a choisi de représenter sur la figure 5.2 la fonction $U5n = f(U5)$ (où, pour un SEU équivalent à un URT, $U5n$ est l'enrichissement du SEU et $U5$ est la teneur en U-235 de l'URT), qui est une approche de la loi d'équivalence généralisée 5.1 où on a négligé

l'influence des variations de $U4$ et $U6$.

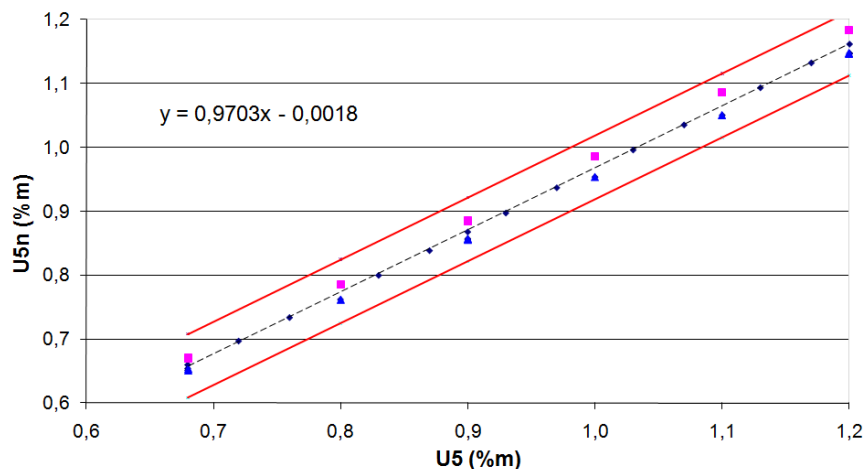


Figure 5.2: enrichissement $U5n$ du SEU en fonction de l'enrichissement $U5$ de l'URT

On a tracé sur la figure 5.2 une courbe de tendance linéaire qui approche les points des résultats avec une bonne précision : l'erreur maximale entre la valeur réelle (calculée) de $U5n$ et la valeur théorique (donnée par la courbe de tendance) est inférieure à 0.05% (entre les deux courbes linéaires rouges), qui est la précision souhaitée initialement sur la formule d'équivalence généralisée. On pourrait donc se “contenter” d'une formule d'équivalence généralisée du premier ordre en $U5$ uniquement issue de l'équation de la courbe de tendance, mais en prenant en compte les variations de $U6$, on obtiendra une formule encore plus précise.

On peut attribuer les “petites” erreurs observées entre les points-résultats et la courbe de tendance (de l'ordre de 0.01% sur $U5n$) aux variations de $U6$ entre ses valeurs extrêmes : si on augmente $U6$ (dans l'URT) de sa valeur minimale 0.2% (les points roses sur la figure) à sa valeur maximale 0.9% (points bleus), on diminue la valeur de l'enrichissement $U5n$ (du SEU équivalent) d'environ 0.03%. Si on veut avoir une meilleure précision sur la formule d'équivalence généralisée, il sera nécessaire de prendre en compte l'impact des variations de $U6$.

Choix de la forme de la loi d'équivalence généralisée

Pour calculer une formule d'équivalence généralisée tenant compte des variations de $U5$ et $U6$, on utilise le programme Gnuplot qui permet d'interpoler un ensemble de points en

approchant leurs valeurs par des formules polynomiales selon le nombre et le degré des termes que l'on a choisis. Ici, on décide de ne pas mettre de terme en $U4$ car il est négligeable d'un point de vue énergétique, et on choisit un terme d'ordre inférieur à 1 pour $U6$ qui a peu de poids dans la formule d'équivalence. Voici différentes lois d'équivalence, selon la précision souhaitée :

1. Si $U5n = a0 + a1 * U5$:
 - $a0 = -0.00144724 \pm 0.01159$
 - $a1 = 0.969872 \pm 0.0121$
2. Si $U5n = a0 + a1 * U5 + a2 * U6$:
 - $a0 = 0.0223049 \pm 0.003692$
 - $a1 = 0.969921 \pm 0.00358$
 - $a2 = -0.04168 \pm 0.002394$
3. Si $U5n = a0 + a1 * U5 + b3 * U5 * U6$:
 - $a0 = -0.00134916 \pm 0.002157$
 - $a1 = 0.995273 \pm 0.002421$
 - $b3 = -0.0446665 \pm 0.00157$
4. Si $U5n = a0 + a1 * U5 + a2 * U6 + b3 * U5 * U6$:
 - $a0 = -0.0058317 \pm 0.004832$
 - $a1 = 0.999855 \pm 0.005039$
 - $a2 = 0.00789705 \pm 0.007619$
 - $b3 = -0.0527406 \pm 0.007946$

On confirme que le 1^{er} cas (représenté précédemment sur la figure 5.1) ne nous permet pas de réduire l'erreur à moins de 0.02% (si on tient compte des erreurs maximales cumulées sur les deux coefficients de la formule).

On constate que le 4^{eme} cas est moins précis que les précédentes, du fait que $U6$ a un poids trop important par rapport à son impact physique.

Les 2^{eme} et 3^{eme} cas permettent d'obtenir une bonne précision, la 3^{eme} formule étant légèrement plus précise que la 2^{eme}. On peut négliger le premier terme ($a0 = -0.001$) de la formule 3, car il est très petit compte tenu de la précision que l'on veut obtenir (+/- 0.01% en absolu).

Finalement, on retient la 3^{eme} formule, qui est la plus adaptée pour l'équivalence entre l'URT et le SEU dans le CANDU 6. En négligeant le terme $a0$, on peut l'écrire sous la forme :

$$U5n = U5 * (0.995 - 0.045 * U6)(\%m) \quad (5.3)$$

5.1.4 Validation de la formule d'équivalence généralisée

Pour valider la loi d'équivalence 5.3, on confronte les résultats fournis par la loi à ceux des calculs neutroniques sur divers isotopes du domaine sur lequel on veut la valider. Les isotopies testées sont différentes de celles qui ont été utilisées pour définir la loi. Elles sont présentées dans le tableau 5.2, qui regroupe les résultats de l'étape de validation.

Tableau 5.2: Validation de la loi d'équivalence généralisée

URT	U4 (%m)	U5 (%m)	U6 (%m)	U5n (%m)	U5n prédit (%m)	Erreur (%m)
1	0.017	0.660	0.490	0.643	0.642	0.001
2	0.020	0.700	0.600	0.678	0.678	0.001
3	0.020	0.750	0.600	0.724	0.726	0.002
4	0.017	0.830	0.420	0.807	0.810	0.004
5	0.020	0.850	0.600	0.819	0.823	0.004
6	0.020	0.950	0.600	0.917	0.920	0.003
7	0.022	0.960	0.600	0.926	0.929	0.003
8	0.020	1.050	0.600	1.015	1.016	0.001
9	0.020	1.140	0.400	1.113	1.114	0.001
10	0.020	1.150	0.600	1.112	1.113	0.001
11	0.020	1.150	0.200	1.135	1.134	0.001
12	0.022	1.180	0.540	1.145	1.145	0.001
13	0.022	1.190	0.530	1.155	1.156	0.001

On peut conclure que la formule choisie est très précise : l'erreur absolue maximale observée est de 0.004%m, et la moyenne des erreurs absolues est de 0.002%m. Ainsi on retient comme formule d'équivalence généralisée :

$$U5n = U5 * (0.995 - 0.045 * U6) \text{ (%m)}$$

5.2 Formules d'équivalence spécifiques à l'Unat et au SEU

5.2.1 Calcul des formules d'équivalence énergétique spécifiques

On souhaite établir des formules d'équivalence énergétique spécifiques à l'uranium naturel (Unat) et à l'uranium légèrement enrichi à 0.85 % (SEU-085). Le terme U4 n'apparaît pas dans ces formules, puisqu'on a démontré que son influence est négligeable. Elles prennent donc la forme $U5 = f(U6)$ où U5 et U6 sont respectivement les concentrations en U-235 et U-236, exprimées en %m, dans l'URT équivalent, à l'Unat ou au SEU-085 selon la formule d'équivalence spécifique considérée.

On choisit donc de partir de la formule d'équivalence généralisée "inversée" pour en déduire les formules d'équivalence spécifiques : on calcule avec Gnuplot une formule d'équivalence

généralisée de la forme $U5 = f(U5n, U6)$. Il suffit ensuite de remplacer le terme $U5n$ par la valeur d'enrichissement voulue (0.7114 pour l'Unat, 0.85 pour le SEU-085) dans la formule d'équivalence généralisée :

$$U5 = U5n * (1.004 + 0.047 * U6)(\%m) \quad (5.4)$$

Cela nous donne comme formules d'équivalence spécifiques :

– Pour l'Unat :

$$U5 = 0.715 + 0.033 * U6(\%m) \quad (5.5)$$

– Pour le SEU-085 :

$$U5 = 0.854 + 0.040 * U6(\%m) \quad (5.6)$$

5.2.2 Validation des formules d'équivalence énergétique spécifiques

On peut vérifier la précision de ces formules en les testant sur quelques points grâce à des calculs de cœur : en imposant les mêmes valeurs de burnups de déchargement que pour les cas de référence (Unat et SEU-085), on devrait obtenir un cœur critique ($k_{eff} = 1$) avec les URT équivalents.

Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 5.3 (les URT1 à URT4 sont calculés à partir de la formule d'équivalence spécifique à l'Unat, les URT6 à URT9 sont calculés à partir de celle du SEU-085).

Tableau 5.3: Validation des formules d'équivalence spécifiques

Combustible	U4 (%m)	U5 (%m)	U6 (%m)	k_{eff}
Unat	0.00	0.711	0.00	0.99995
URT1	0.02	0.722	0.20	0.99948
URT2	0.02	0.730	0.45	0.99920
URT3	0.02	0.738	0.70	0.99932
URT4	0.02	0.745	0.90	0.99977
SEU	0.00	0.850	0.00	1.00002
URT5	0.02	0.862	0.20	0.99963
URT6	0.02	0.872	0.45	0.99925
URT7	0.02	0.882	0.70	0.99931
URT8	0.02	0.890	0.90	0.99948

On constate que les écarts des valeurs des k_{eff} par rapport à la criticité ($k_{eff} = 1$) ne dépassent pas 80 pcm, ce qui équivaut à un écart de burnup de moins de 70 MWj/t, soit une erreur sur l'enrichissement $U5n$ inférieure à 0.005%_m (d'après la formule 5.2).

Ainsi on retient les formules d'équivalence spécifiques définies par 5.5 et 5.6.

5.3 Effets de la variabilité de la composition de l'URT sur sa valeur énergétique

Les effets de la variabilité des concentrations isotopiques de l'URT sur sa valeur énergétique peuvent se mesurer de plusieurs manières : à partir de l'impact sur le burnup de déchargement, ou sur le temps moyen passé en cœur. Ces résultats, issus de l'étude d'équivalence, sont présentés dans le tableau 5.4. Ils donnent un bon ordre de grandeur du poids respectif des différents isotopes de l'URT dans la valeur énergétique du combustible.

Tableau 5.4: Impact de la variabilité isotopique de l'URT sur sa valeur énergétique

Impact sur :	$\Delta U5 = 0.1 \text{ ‰}$	$\Delta U6 = 0.1 \text{ ‰}$	$\Delta U4 = 0.1 \text{ ‰}$
U5n (‰)	+0.099	-0.004	-0.01
BU_{decharge} (MWj/t)	+3000	-150	-400
Temps passé en cœur (jours)	+ 100	-5	-10

On voit que le facteur déterminant dans la physique du réacteur CANDU 6 fonctionnant avec l'URT est la teneur en U-235 du combustible. L'U-236 a un léger effet négatif sur la réactivité du CANDU 6. Quant à l'U-234, sa concentration réduite, malgré sa section efficace microscopique d'absorption élevée, nous permet de le négliger.

Ces résultats sont comparables à ceux de l'étude [16] sur l'influence de la concentration des isotopes U-235, U-234, U-236 dans le combustible CANDU CANFLEX sur le k_{inf} et sur le burnup de sortie du réacteur (voir tableau 5.5).

Tableau 5.5: Effets des variations de la composition isotopique de l'URT dans les grappes CANDU CANFLEX

Isotopes	k_{inf} (% $\Delta k/k/\Delta \text{‰}$)	BU_{decharge} ($\Delta \text{MWd/kgU}/\Delta \text{‰}$)	BU_{decharge} (MWj/tU/0.1 $\Delta \text{‰}$)
U-235	+24.5	+26.8	+2680
U-234	-9.1	-2.51	-251
U-236	-0.61	-1.46	-146

On peut comparer la dernière colonne tableau 5.5 aux résultats du tableau 5.4. D'après les résultats du tableau 5.5, la pénalité causée par l'U-236 est compensée par un enrichissement additionnel en U-235 de l'ordre de 4% du pourcentage du poids de l'U-236, cette valeur est très comparable aux coefficients de sensibilité à U6 dans les formules d'équivalence spécifiques à l'Unat (+0.033) et au SEU-085 (+0.04). Quant à l'U-234, son effet négatif rapporté au ‰ est plus important que celui de l'U-236, mais il est présent en quantité très réduite dans l'URT. Sa contribution à la valeur énergétique du combustible est donc négligeable.

L'effet négatif des isotopes U-234 et U-236 présents dans l'URT est en proportion bien plus important dans un PWR que dans un CANDU : d'après les analyses sur les PWR, la pénalité sur le burnup causée par la concentration en U-236 de l'URT doit être compensée par un enrichissement additionnel en U-235 de l'ordre de 25% à 30% du pourcentage du poids de l'U-236. On peut expliquer cela par les grandes différences qui opposent les spectres neutroniques du PWR et du CANDU : celui du CANDU 6 est beaucoup plus thermique que celui du PWR, et les neutrons sont moins présents dans le domaine épithermique. Comme l'U-234 et l'U-236 ont des résonances de capture importantes dans le domaine épithermique, leur pouvoir d'absorption est beaucoup moins important dans le CANDU 6 que dans le PWR, comme le démontre la figure 5.3 , qui compare les spectres neutroniques du CANDU 6 et du PWR.

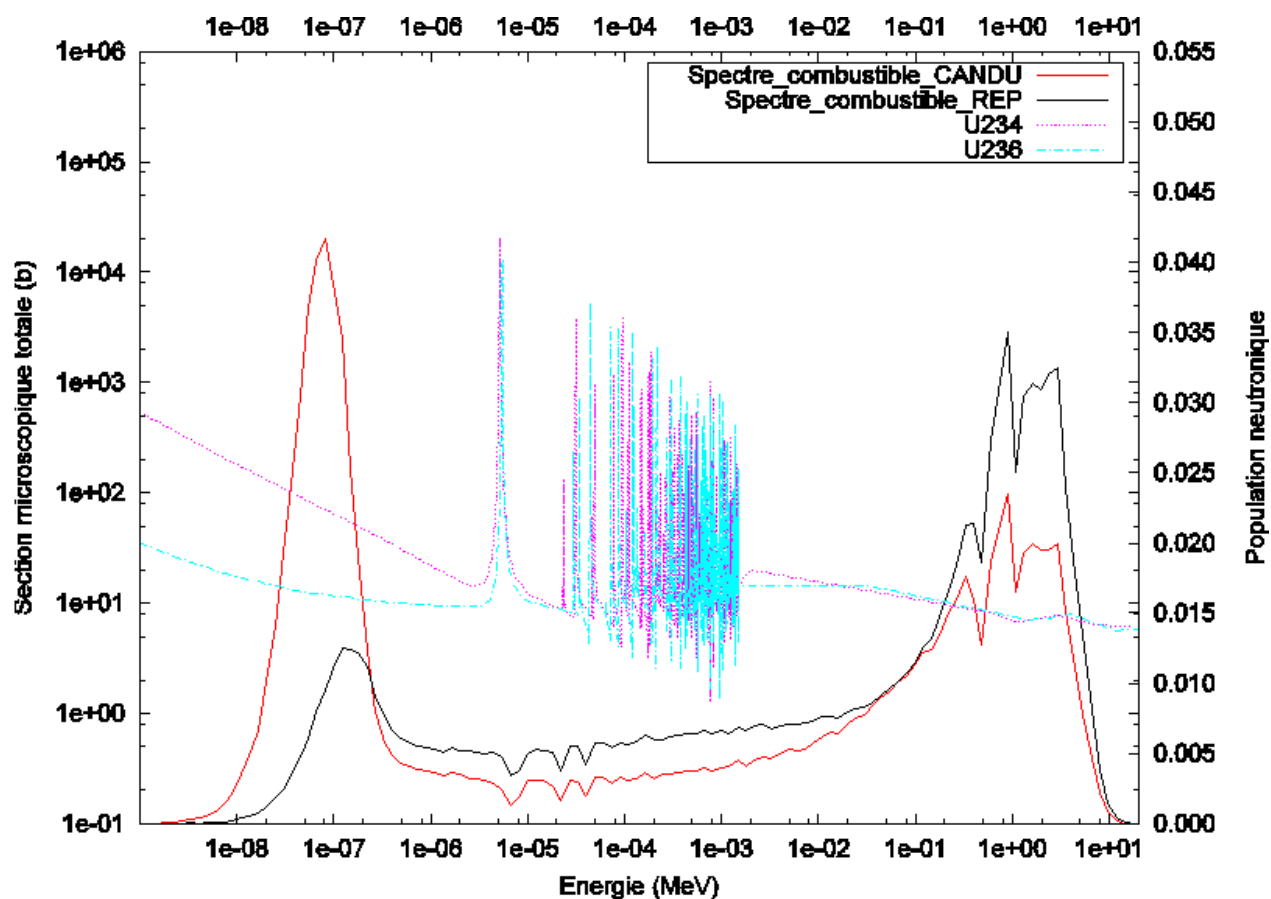


Figure 5.3: Comparaison des spectres neutroniques d'une cellule CANDU 6 et d'un assemblage PWR

5.4 Équivalence calculs de cellule 2D et calculs de coeur 3D

La formule d'équivalence énergétique de l'URT en CANDU6 a été établie avec une grande précision grâce à un modèle de cœur en 3D, créé à partir des codes DRAGON et DONJON, qui permet de calculer le burnup moyen de déchargement relatif à un type de combustible (pour avoir un cœur critique). Cependant, nous constatons que cette modélisation passe par des calculs très longs, principalement à cause de la génération de la multicompo et de la modélisation des mécanismes de contrôle. Une solution permettant de réduire ce temps de calcul consiste à établir une équivalence entre un calcul d'évolution de cellule 2D et un calcul de cœur 3D, afin de pouvoir tirer directement des conclusions à partir du modèle de cellule.

La définition de l'équivalence cellule/cœur nécessite d'abord la connaissance du niveau de fuite du cœur, et de l'antiréactivité totale apportée par les mécanismes de contrôle et matériaux de structure constamment présents dans le cœur. Ces deux grandeurs peuvent être regroupées dans une même variable représentant la pénalité "*Coeur*" (en pcm) à soustraire à la réactivité de la cellule pour en déduire la réactivité représentative en cœur. Nous avons vu dans la partie 2 que les fuites représentent environ 3000 pcm, et la présence des adjusters, LZC et matériaux de structure environ 2000 pcm.

Par la suite, on suppose que le burnup moyen du combustible dans le cœur critique est réparti de façon homogène entre sa valeur minimum (0 MWj/t) et une valeur maximum (burnup de déchargement à déterminer) qui dépend de la valeur énergétique du combustible. On cherche à déterminer le burnup de déchargement des grappes qui permet d'obtenir un k_{eff} du cœur de 1. Il faut pour cela que la sous-réactivité des grappes fortement irradiées (réactivité inférieure à 1) soit compensée par la sur-réactivité des grappes faiblement irradiées. Sur l'ensemble de la durée d'irradiation d'une grappe, sa réactivité moyenne doit donc être égale à 1 + une marge supplémentaire pour compenser la pénalité neutronique induite par les fuites du cœur et l'antiréactivité des mécanismes de contrôle.

Cette équivalence cellule 2D / cœur 3D permet de déterminer la valeur du burnup de déchargement des assemblages qui permet d'avoir un k_{eff} de 1 à partir d'un simple calcul de cellule en choisissant une valeur de la pénalité "*Coeur*" permettant de tenir compte des fuites et absorptions multiples dans le cœur. Il est important de souligner que le résultat de ce calcul est une approximation et dépend en grande partie des hypothèses initiales de calcul, notamment de la valeur de "*Coeur*" considérée.

Les résultats obtenus avec cette méthode de calcul sont présentés dans le tableau 5.6 et comparés aux résultats des calculs de cœur 3D (modèle time average), pour deux valeurs de la variable “*Coeur*” : une valeur proche de celle déduite des références (5000 pcm) et une valeur légèrement plus faible (4600 pcm) déduite des calculs ultérieurs d’antiréactivité des mécanismes (partie 6). On remarque que les résultats obtenus pour les calculs de cœur 3D sont plus proches des résultats issus d’un calcul cellule avec fuite=4600 pcm, tandis que les valeurs trouvées habituellement dans la littérature (burnup moyen de déchargement pour de l’Unat dans un CANDU 6 : 7500 MWj/t) se rapprochent davantage d’un calcul de cellule avec fuite=5000 pcm.

Tableau 5.6: Résultats des calculs de cellule 2D (comparés aux calculs de cœur 3D)

Combustible ($BU_{decharge}$ calcul cœur 3D en MWj/t)	Fuites (pcm)	Antiréactivité structures (pcm)	k_{inf} moyen	$BU_{decharge}$ (MWj/t)	Temps passé en cœur (jours)
Unat (8294)	3000	2000	1.05	7744	242
		1600	1.046	8290	259
SEU (13512)	3000	2000	1.05	12896	403
		1600	1.046	13334	417

On peut en déduire que notre modèle de cœur 3D nous pousse à surestimer le burnup de déchargement pour un combustible donné, car l’antiréactivité des mécanismes et structures du cœur est sous-estimée. En effet, pour simplifier la modélisation du cœur, nous n’avons considéré que la présence dans le cœur des adjusters, LZC, et tubes guides des adjusters, LZC et SOR (Shutoff Rod Units). D’autres éléments absorbants sont présents dans le cœur et n’ont pas été pris en compte : les tubes guides des MCA (Mechanical Control Absorber Units), les détecteurs de flux verticaux et horizontaux, les injecteurs de poisons, et d’autres éléments structurels tels que les ressorts de traction, les barres et câbles de support, etc.

Par ailleurs, le niveau de fuites dans le cœur dépend de l’enrichissement du combustible, si on conserve le même rapport des burnups des deux zones de combustion, comme on l’a vu précédemment : plus le combustible est enrichi, plus le burnup moyen (et donc l’écart absolu entre les burnups central et périphérique) augmente, ce qui a pour conséquence d’augmenter la réactivité des canaux périphériques (puisque leur burnup est relativement trop faible), donc le niveau de fuites.

Ces résultats ne remettent pas en cause nos calculs d’équivalence énergétique, mais soulignent l’importance des contributions du niveau de fuite ainsi que des mécanismes et matériaux de structure dans la réactivité globale du cœur.

CHAPITRE 6

ÉTUDE DES PARAMÈTRES DE SÛRETÉ

On a établi des lois d'équivalence énergétique pour l'URT dans le CANDU 6. On va maintenant s'intéresser aux conséquences de l'utilisation de l'URT du point de vue de la sûreté du réacteur, car si un URT a le même potentiel énergétique qu'un uranium naturel enrichi, il faut s'assurer que son utilisation ne remet pas en cause la sûreté du réacteur. On sélectionne donc un ensemble de paramètres de sûreté à partir desquels on effectue notre étude comparative des URT et des SEU :

- Puissance de canal maximum
- Antiréactivité des mécanismes de contrôle (adjusters et LZC)
- Coefficients de température (combustible, modérateur, caloporteur)
- Coefficient de vide du caloporteur
- Efficacité du bore dans le modérateur
- Puissance résiduelle du combustible après irradiation (ce n'est pas un paramètre de sûreté à proprement parler, mais nous l'étudierons dans cette partie)

6.1 Hypothèses de calcul

On s'intéresse uniquement aux paramètres de sûreté pour le fonctionnement nominal, car on ne souhaite pas faire une étude de sûreté du réacteur CANDU 6 (pour laquelle il faudrait considérer, en plus de l'état nominal, les états limites du cœur) mais plutôt une étude de sensibilité des paramètres de sûreté vis-à-vis de la composition du combustible.

On cherche à mesurer l'impact des teneurs en U-234, U-235 et U-236 sur les différents paramètres considérés. On étudie donc les combustibles Unat et SEU-085 ainsi qu'un échantillon d'URT équivalents à l'un et à l'autre (calculés grâce aux formules d'équivalence spécifiques). Ces derniers sont décrits dans le tableau 6.1 (Les URT1 à URT4 sont équivalents énergétiquement à l'Unat, les URT6 à URT9 sont équivalents au SEU-085). On a choisi les URT de manière à prendre en compte les valeurs limites des concentrations isotopiques pour lesquelles la formule d'équivalence énergétique est validée : U6 varie entre 0.2 %m et 0.9 %m. On a décidé de négliger l'impact des variations de l'U4 sur les paramètres de sûreté, car celles-ci sont déjà négligeables sur la valeur énergétique du combustible, ainsi la valeur de l'U4 reste constante et égale à une valeur moyenne : 0.02 %m.

Tableau 6.1: Isotopies des combustibles considérés pour l'étude des paramètres de sûreté

Combustible	U4 (%m)	U5 (%m)	U6 (%m)	k_{eff}
Unat	0.000	0.7114	0.000	1.00008
URT1	0.020	0.723	0.200	0.99991
URT2	0.020	0.731	0.450	0.99964
URT3	0.020	0.740	0.700	1.00009
URT4	0.020	0.745	0.900	0.99989
SEU	0.000	0.850	0.000	1.00042
URT6	0.020	0.863	0.200	1.00026
URT7	0.020	0.874	0.450	1.00004
URT8	0.020	0.884	0.700	0.99995
URT9	0.020	0.892	0.900	1.00002

6.2 Calcul de la puissance de canal maximum et de l'antiréactivité des mécanismes de contrôle

On souhaite mesurer l'influence de l'isotopie des URT équivalents (Unat ou SEU-085) sur la puissance de canal maximum du réacteur en état de fonctionnement nominal et sur l'antiréactivité des mécanismes de contrôle.

Dans un premier temps, on "optimise" la stratégie de rechargement du combustible pour aplatir la distribution de puissance, afin que l'état "nominal" de fonctionnement (avec du combustible Unat ou SEU-085) respecte les limites imposées par la sûreté. En réalité, c'est une optimisation relativement grossière, puisque nous disposons d'un modèle de cœur à deux zones de combustion uniquement. Il s'agit surtout ici faire une "ébauche" de stratégie de rechargement de combustible.

6.2.1 Optimisation de la stratégie de rechargement pour les combustibles Unat et SEU-085

On souhaite homogénéiser la distribution de puissance afin que la limite de puissance de canal instantanée ($P_{inst}^{LIM} = 7.3MW$) soit respectée. Il faut donc déterminer, pour chacun des combustibles (Unat et SEU-085), la stratégie de rechargement la mieux adaptée pour minimiser la puissance de canal instantanée maximum (P_{inst}^{MAX}) atteinte dans le cœur.

Pour évaluer la valeur maximum atteinte par la puissance instantanée, il faudrait calculer une distribution de puissance instantanée, mais le modèle time-average ne le permet pas. On

décompose donc le travail en deux étapes. D'une part, un calcul de cœur time-average permet de calculer une distribution moyenne de puissance et donc la valeur maximum de la puissance moyenne de canal (P_{moy}^{MAX}). D'autre part, pour tenir compte des variations instantanées de la puissance autour de sa valeur d'équilibre, on utilise le *CPPF* qui, multiplié à la puissance moyenne de canal maximum, permet de majorer la puissance instantanée de canal maximum :

$$CPPF = Max_j \left\{ \frac{P_{inst}}{P_{moy}} \right\}$$

$$P_{inst}^{MAX} < CPPF * P_{moy}^{MAX} < P_{inst}^{LIM}$$

Puissance de canal moyenne

Notre schéma de calcul de cœur est basé sur le modèle time average avec deux zones de combustion radiales (une zone centrale à 176 canaux et une zone périphérique avec 204 canaux). On cherche à aplatir la distribution de puissance radiale avec le rechargement différentiel, c'est-à-dire en faisant varier le rapport du burnup de déchargement central sur le burnup de déchargement périphérique (noté BC/BP par la suite), sans modifier la valeur moyenne du burnup de déchargement sur tout le cœur (qui est la valeur permettant de conserver un cœur critique). On réalise ainsi une série de calculs de cœur pour l'Unat et pour le SEU-085 afin de trouver le rapport optimal pour chaque type de combustible. Les résultats sont présentés sur les figures 6.1(a) et 6.1(b) respectivement pour l'Unat et pour le SEU-085.

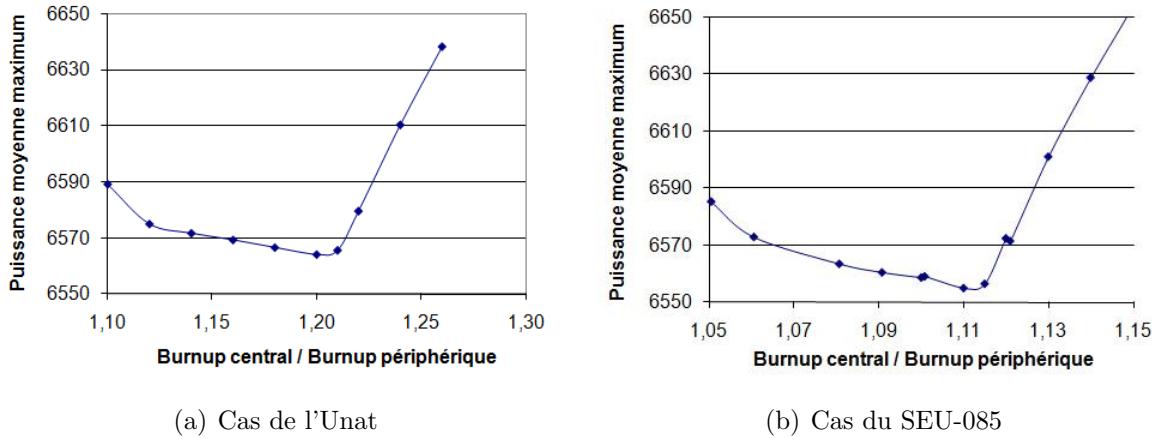


Figure 6.1: Aplatissement radial de la puissance

Remarques

On voit que le rapport des burnups de déchargement a un impact non négligeable sur la répartition du flux dans le cœur, et donc sur la puissance de canal maximum : à titre

d'exemple, en diminuant ce rapport de 10% dans le cas du SEU-085, on diminue la puissance maximum de 5%.

Si le burnup central n'est pas assez élevé par rapport au burnup externe, alors le flux est relativement concentré au centre du réacteur, car le combustible y est en moyenne plus réactif.

Si on augmente le rapport, la forme du flux se creuse au centre pour s'étaler d'avantage en périphérie : le combustible est de moins en moins réactif au centre car plus usé, mais de plus en plus en périphérie, et le flux s'aplatit.

Mais si on augmente trop le rapport des burnups de déchargement, on diminue le burnup en périphérie plus qu'il ne le faut, et le combustible en périphérie devient trop réactif (car pas assez usé) en comparaison du combustible central : les canaux en périphérie atteignent des puissances trop importantes. On remarque qu'il y a une légère diminution du burnup moyen de sortie si le rapport est trop important, à cause de l'augmentation des fuites de neutrons, car la forme du flux s'étale en périphérie du réacteur.

Enfin, on remarque que le minimum de puissance n'est pas atteint pour le même rapport de burnup dans le cas de l'Unat ($BC/BP = 1.20$) et dans le cas du SEU-085 ($BC/BP = 1.11$). En effet, comme cela a déjà été souligné dans la partie 5, si on maintient le même rapport pour les deux types de combustible, l'écart absolu des burnups est plus important dans le cas du combustible plus enrichi, car le burnup moyen est lui-même plus important, et la différence de réactivité entre les canaux centraux et périphériques est trop grande, ce qui entraîne une "sur-réactivité" dans les canaux périphériques et un dépassement de puissance. Pour éviter ce dépassement de puissance, le rapport des burnup doit être plus faible pour le combustible plus enrichi.

CPPF et puissance de canal instantanée

Comme on l'a vu, le CPPF est un facteur qui mesure l'amplitude maximum des variations instantanées de la puissance autour de sa valeur moyenne. Ces variations sont particulièrement importantes lors des rechargements de combustible : lorsque des grappes de combustible neuves remplacent des grappes irradiées. Le CPPF est d'autant plus important que l'enrichissement des grappes neuves est important.

Pour l'Unat avec 8 BS (Bundle-Shift : nombre de grappes rechargées par canal), le *CPPF* est généralement de l'ordre de 1.08. On peut donc apporter une pénalisation d'environ 10% à la limite de puissance de canal maximum instantanée pour obtenir la limite de puissance maximum moyennée : la puissance moyenne de canal maximum ne doit pas dépasser la valeur de 6.6 MW pour l'Unat.

Pour le SEU-085 avec 8 BS, le $CPPF$ est trop important à cause de l'enrichissement du combustible : il faut le réduire en diminuant le BS à 2 ou à 4. Une étude (Référence 4) démontre, par des calculs de puissance instantanée que nous n'avons pas pu reproduire, que si on passe de 4 BS à 2 BS avec du SEU-09, le $CPPF$ diminue de 1.19 à 1.09. Cette diminution est significative et justifie la nécessité d'utiliser le mode de rechargement à 2 grappes plutôt qu'à 4, que ce soit pour le SEU-09 ou pour le SEU-085 (que nous étudions ici), même si cela aura pour effet d'augmenter les fuites dans le cœur, et de réduire le burnup moyen de déchargement (voir tableau 6.2). On choisit donc pour le SEU-085 et les URT équivalents un modèle à 2 BS, et on fixe la limite supérieure de puissance moyenne de canal à 6.6 MW.

Tableau 6.2: Impact du mode de rechargement sur le $BU_{decharge}$ et sur la puissance moyenne maximum de rechargement

BS	$BU_{decharge}$ (MWj/t)	P_{moy}^{MAX}	k_{eff}
8	13511.7	6555.1	1.00039
4	13511.7	6507.5	0.99751
	13174.9	6509.1	1.00035
2	13511.7	6497.5	0.99705
	13119.7	6496.9	1.00042

On retient que la distribution de puissance optimale (pour minimiser la puissance de canal maximum) sur le cœur est obtenue avec les stratégies de rechargement présentées dans le tableau 6.3.

Tableau 6.3: Paramètres de rechargement optimisés pour l'utilisation des combustibles Unat et SEU-085

Combustible	UNAT	SEU
$BU_{decharge}$ (MWj/t)	8295	13120
BC/BP	1.20	1.11
BS	8	2

6.2.2 Puissance de canal maximum

Pour mesurer l'influence de l'isotopie des URT équivalents (Unat ou SEU-085) sur la puissance de canal maximum du réacteur, on peut d'abord calculer la puissance de canal moyenne maximum grâce à la modélisation de cœur optimisée (définie précédemment pour l'Unat et pour le SEU-085).

Par la suite, pour tenir compte des variations de puissance instantanées (et du *CPPF*), on utilise un calcul d'évolution de cellule 2D grâce auquel on mesure la différence de réactivité entre les grappes entrantes neuves (réactivité de la cellule 2D à burnup nul) et les grappes sortantes irradiées (on prend la valeur du burnup moyen de décharge) : cette différence de réactivité est directement liée aux pics de puissance observés au moment du rechargement.

Résultats et analyses

Les résultats obtenus pour les calculs de cœur en fonctionnement normal sont présentés dans le tableau 6.4.

Tableau 6.4: Impact de l'URT sur la puissance de canal moyenne maximum

Combustible	P_{moy}^{MAX} (kW)	Ecart (en %)
Unat	6564.0	0
URT1	6565.1	0.02
URT2	6570.6	0.1
URT3	6585.2	0.3
URT4	6595.3	0.5
SEU	6496.9	0
URT6	6497.6	0.01
URT7	6502.1	0.08
URT8	6504.3	0.11
URT9	6506.2	0.14

L'impact des URT sur la puissance de canal moyenne maximum est négligeable : l'écart maximum de puissance par rapport au combustible équivalent est de +0.5%. Il est logique de ne pas trouver ici de différence significative entre les combustibles Unat/SEU-085 et les URT équivalents, puisque l'équivalence énergétique se base sur le modèle de cœur moyenné dans le temps.

En revanche les calculs d'évolution 2D (figure 6.2) montrent que les URT ont un léger impact négatif sur les variations de puissance instantanées dues au rechargement. En effet une cellule contenant de l'URT est plus réactive (le k_{inf} est plus important) à burnup nul et moins réactive à burnup de déchargement qu'une cellule contenant le combustible SEU équivalent. L'écart en réactivité introduit par le rechargement du combustible URT est donc plus important que pour le combustible SEU équivalent, et les variations de puissance instantanée causées par ce rechargement sont d'autant plus importantes. Cette différence d'écart en réactivité observée pour l'URT s'explique en deux points :

- A burnup nul, l'URT est plus enrichi en U5 que le combustible équivalent (pour compenser l'effet absorbant de l'U4 et de l'U6), ce qui lui procure un gain en réactivité

- A burnup élevé, l'URT possède moins de Pu-239 fissile (créé par absorption de l'U-238 dont la concentration est légèrement plus faible en URT), c'est ce qui explique qu'il soit moins réactif à burnup de déchargement

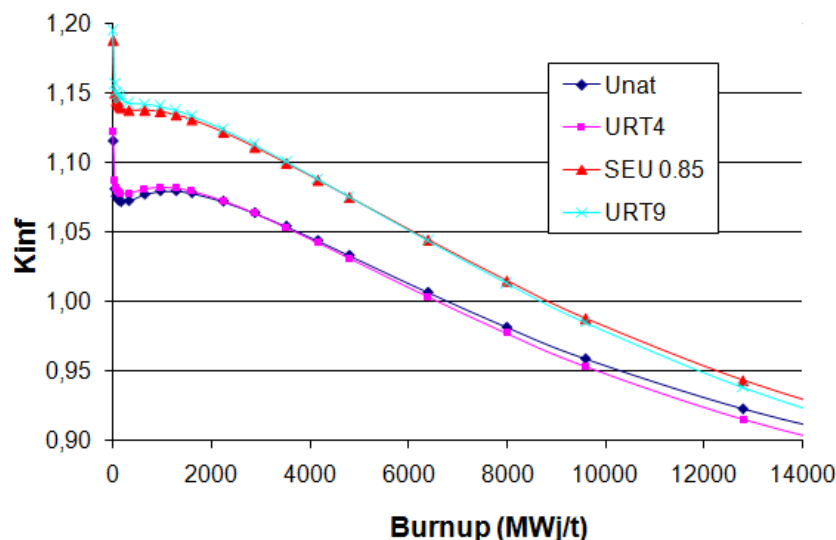


Figure 6.2: Évolution du k_{inf} en cellule CANDU 6 2D pour les combustibles Unat, SEU-085 et URT équivalents

On peut donc constater l'effet négatif de l'URT sur les variations de puissance instantanées, mais on ne peut quantifier précisément cet effet, qui dépend également du nombre de grappes rechargées, du lien entre la réactivité de la cellule et la puissance produite en cœur, de l'interaction des canaux entre eux. On peut tout de même noter que l'écart de réactivité entre le burnup nul et le burnup de déchargement augmente de 8% environ lorsque l'on passe du combustible Unat au combustible URT4. Ce même écart augmente de presque 80% lorsque l'on compare l'Unat et le SEU-085. On peut donc penser que ce faible effet négatif de l'URT sur les variations de puissance instantanées pourrait être aisément contrôlé par des méthodes de gestion du combustible adaptées, qui ne seraient guère différentes de celle utilisées à présent pour le combustible Unat.

6.2.3 Antiréactivité des mécanismes de contrôle

Pour calculer l'antiréactivité des mécanismes de contrôle, on réalise deux calculs de cœur : un calcul de cœur en fonctionnement normal (paramètres nominaux) pour les mécanismes complètement insérés, un autre pour les mécanismes complètement extraits (pour les LZC

on fera la différence entre le cas où elles sont toutes remplies à 100% et le cas où elles sont toutes vides). Puis on calcule la différence de réactivité entre ces deux configurations.

On doit, pour ce calcul, posséder une modélisation de référence (cas de fonctionnement nominal) qui se rapproche le plus possible de la réalité : on prendra les modélisations optimisées Unat ou SEU-085 selon les URT considérés.

Résultats et analyses

Les résultats des calculs de cœur sont présentés dans le tableau 6.5 :

Tableau 6.5: Impact de l'URT sur l'antiréactivité des mécanismes de contrôle

Combustible	Antiréactivité des adjusters (pcm)	Antiréactivité des LZC (pcm)
Unat	-1157	-619
URT1	-1150	-617
URT4	-1130	-612
SEU	-975	-591
URT6	-969	-588
URT9	-945	-584

On note que l'antiréactivité des mécanismes de contrôle est moins importante dans le cas du SEU-085 que dans le cas de l'Unat car l'augmentation de l'enrichissement du combustible entraîne un durcissement du spectre et donc une diminution de l'efficacité des absorbants dans le domaine thermique (voir figure 6.3). Par ailleurs, le fait que l'on recharge le réacteur au SEU-085 avec 2 grappes par canal, au lieu de 8 pour le réacteur à l'Unat, implique une forme du flux selon l'axe des canaux qui est "creusée" au centre (plutôt que d'avoir un maximum au centre lorsque l'on recharge 8 grappes par canal). Ainsi, les mécanismes de réactivité, principalement positionnés au centre du réacteur, auront moins d'impact sur le flux et donc sur la réactivité globale du cœur.

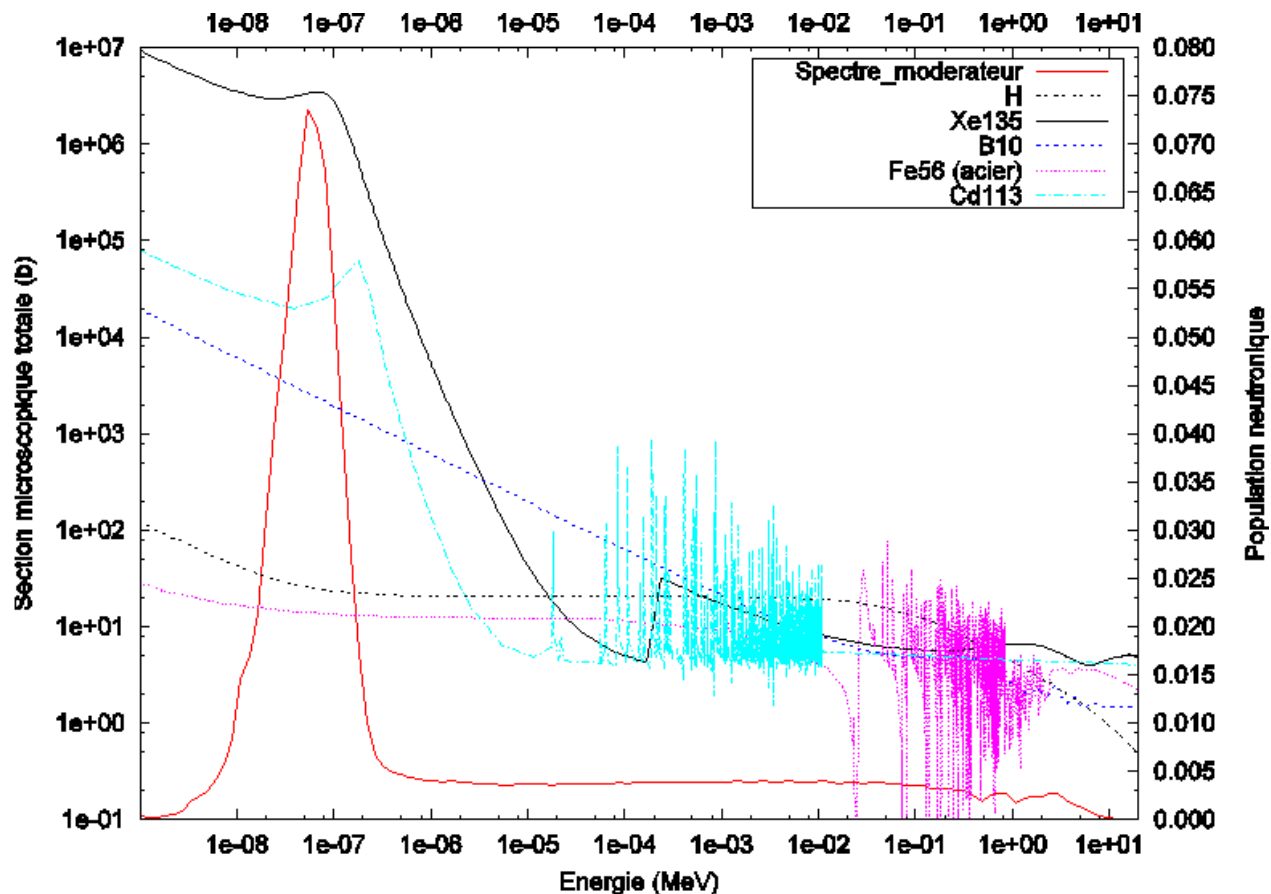


Figure 6.3: Spectre d'une cellule CANDU 6 et sections efficaces des absorbtants présents dans le cœur

L'enrichissement en U-235, légèrement plus important dans les URT équivalents à l'Unat et au SEU-085, a globalement un impact négatif sur l'antiréactivité des mécanismes, mais cet impact est négligeable : l'écart en réactivité observé représente moins de 3 % de l'antiréactivité totale des mécanismes.

6.3 Calcul des coefficients de température, de vide et d'efficacité du bore

On calcule les coefficients de température, de vide du caloporteur et d'efficacité du bore dans le modérateur à partir de calculs de perturbation de cellule 2D (présentés dans la partie 4) pour observer l'évolution de ces derniers avec le burnup. On cherche à mesurer l'impact d'une perturbation instantanée (de température, densité, concentration) sur la réactivité de la cellule.

On rappelle que ces coefficients sont calculés à partir des formules suivantes :

- Les coefficients de température (en pcm/°C) sont donnés par la formule :

$$\text{Coeff_Temp} = \frac{\rho(T + \Delta T) - \rho(T)}{\Delta T} \quad (6.1)$$

où $\rho = \frac{k_{inf} - 1}{k_{inf}}$ est la réactivité de la cellule en pcm et ΔT la variation de température en °C. On choisi pour T les valeurs nominales de température, et pour ΔT une valeur de +50°C pour le combustible, +20°C pour le caloporteur, +10°C pour le modérateur.

- Le coefficient de vide du caloporteur (en pcm) est donné par :

$$\text{Coeff_vide} = \rho(\text{vidange}) - \rho(\text{nominal}) \quad (6.2)$$

Dans le cas nominal, la densité du caloporteur est égale à 0.82, dans le cas vidangé cette densité vaut 0.

- L'efficacité du bore (en pcm/ppm) est donnée par :

$$\text{Efficacite_bore} = \frac{\rho(CB + \Delta CB) - \rho(CB)}{\Delta CB} \quad (6.3)$$

où CB est la concentration de bore dans le modérateur en ppm, qui est nulle pour le point de fonctionnement nominal, et ΔCB vaut +10 ppm.

Pour calculer les coefficients représentatifs du cœur, il suffit de prendre la valeur de ces coefficients pour un burnup moyen fixé à 4150 MWj/t pour l'Unat et les URT équivalents (URT1 à URT4), 6550 MWj/t pour le SEU-085 et les URT équivalents (URT6 à URT9). Ces valeurs moyennes de burnup sont déterminées à partir du tableau 6.3.

6.3.1 Coefficient de température du combustible

L'évolution du coefficient de température du combustible est présentée sur la figure 6.4. Pour le combustible neuf, le coefficient de température est plus négatif dans le cas de l'Unat que dans le cas du SEU-085 : -1.2 pcm/°C pour l'Unat et -1.1 pcm/°C pour le SEU-085. Lorsque le burnup augmente, ce coefficient augmente légèrement et la tendance s'inverse. La valeur moyenne représentative du cœur est de -0.1 pcm/°C pour l'Unat et pour le SEU-085. Les coefficients de température des combustibles URT sont relativement proches de ceux de l'Unat et du SEU-085 : l'écart maximal observé est de -0.1 pcm/°C. L'impact de l'URT est donc négligeable sur le coefficient de température du combustible.

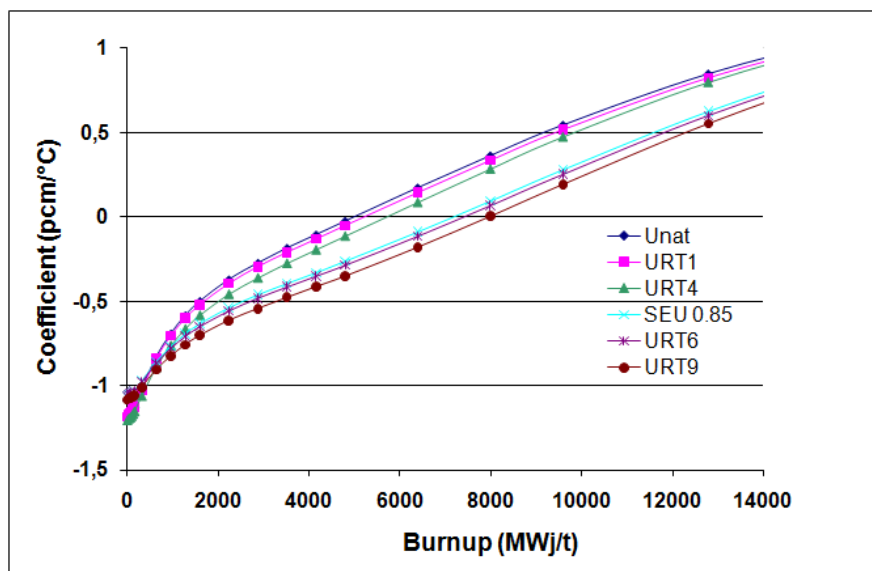


Figure 6.4: Évolution du coefficient de température du combustible dans la cellule CANDU 6 pour différents combustibles

Analyse

C'est globalement l'effet Doppler qui « contrôle » le coefficient de température du combustible. Il agit négativement sur la réactivité lorsqu'il élargit les raies des sections efficaces de capture des isotopes lourds (notamment l' ^{238}U , le ^{240}Pu , le ^{242}Pu), mais il a également une contribution positive à la réactivité lorsqu'il élargit les raies de fission du ^{239}Pu et du ^{241}Pu (voir figure 6.5). Le coefficient de température est une résultante de ces deux effets Doppler antagonistes.

Il est globalement négatif car l' ^{238}U , qui possède de nombreuses raies de capture dans le domaine épithermique, joue un rôle prépondérant du fait de sa concentration particulièrement élevée. Lorsque le burnup augmente, du plutonium se forme, notamment du ^{239}Pu en grande proportion. Cela induit un effet Doppler positif sur la réactivité qui compense partiellement l'augmentation du taux de capture dans le combustible (figure 6.6), ce qui implique une augmentation légère du coefficient de température du combustible avec le burnup (sa valeur absolue diminue, jusqu'à ce qu'il devienne positif, pour des burnup élevés).

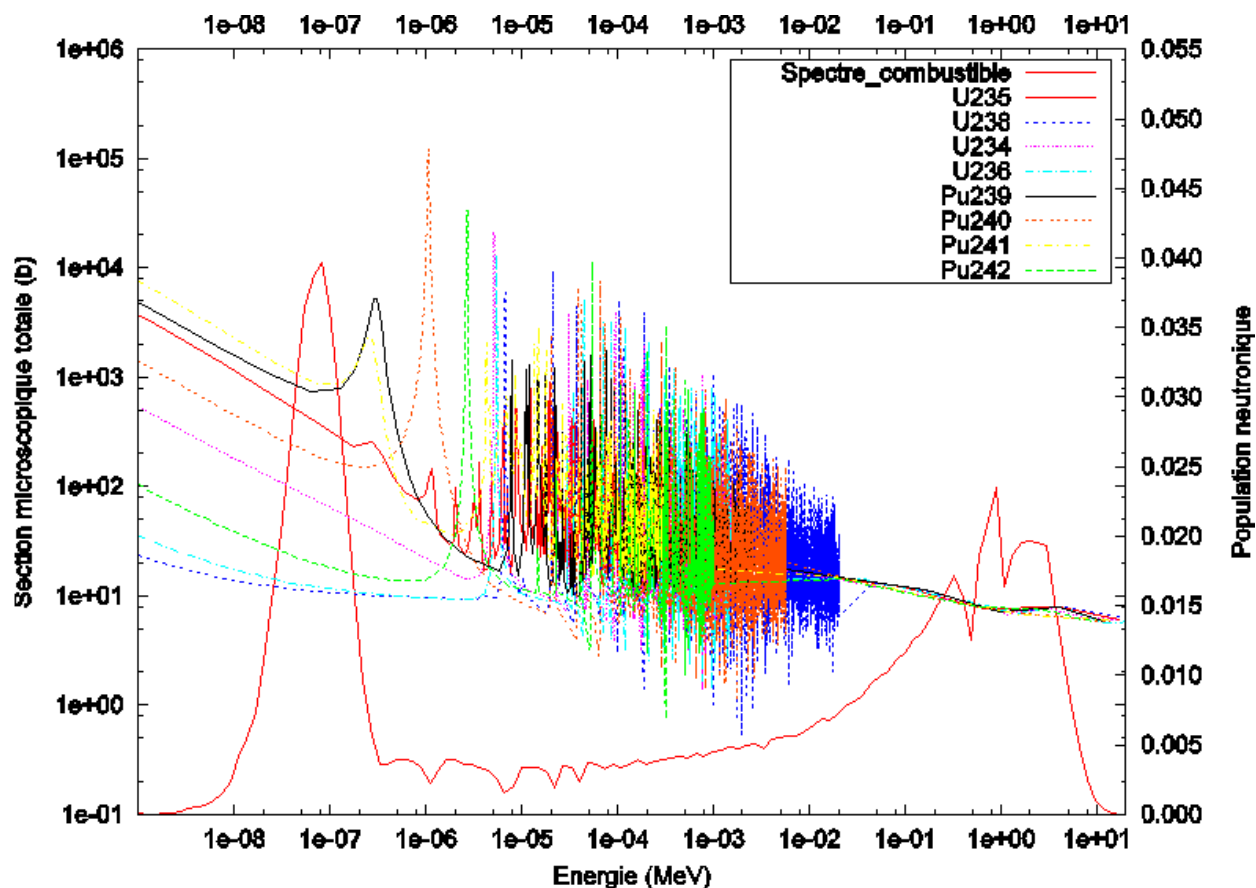


Figure 6.5: Superposition du spectre neutronique de la cellule CANDU 6 et des sections efficaces des principaux atomes lourds présents dans le combustible

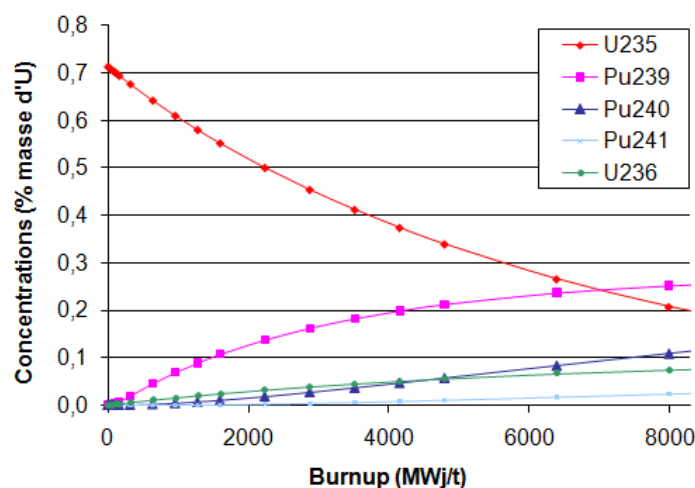


Figure 6.6: Évolution des concentrations des atomes lourds dans le combustible Unat

Influence de l'enrichissement du combustible

A burnup nul, comme l'Unat contient plus d'U-238 que le SEU 0.85, le coefficient de température est plus important en absolu pour l'Unat.

Lorsque le burnup augmente, l'enrichissement du combustible en U-235 a un impact négatif (en absolu) sur le coefficient de réactivité du combustible. En effet, plus l'enrichissement est important, et moins la création de Pu-239 (par absorption de l'U-238) est importante (figure 6.7) : la contribution positive de l'effet Doppler est moins importante.

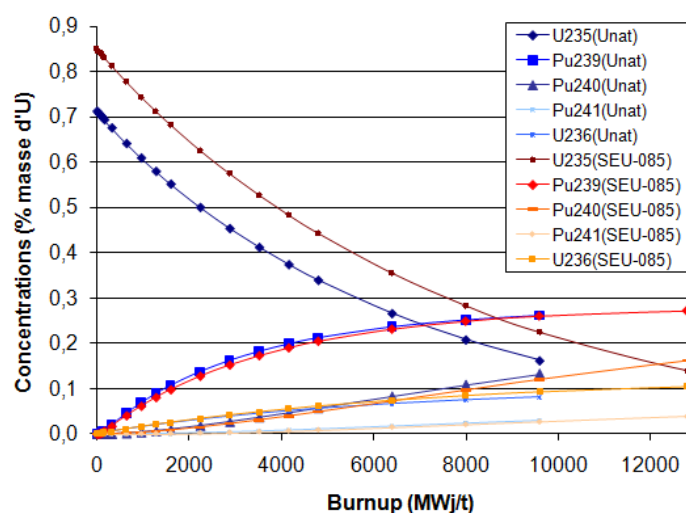


Figure 6.7: Comparaison des évolutions isotopiques des combustibles Unat et SEU-085 dans un CANDU 6

Par ailleurs, l'enrichissement du combustible induit un spectre neutronique un peu plus dur, en raison des absorptions de l'U-235 dans le domaine thermique plus importantes. Le flux de neutrons thermiques est donc d'autant plus diminué que le combustible est enrichi (figure 6.8).

Ces deux effets expliquent que l'augmentation du coefficient de température du combustible avec le burnup soit moins importante pour le SEU-085 : le taux de fission du Pu-239 est plus faible que pour l'Unat.

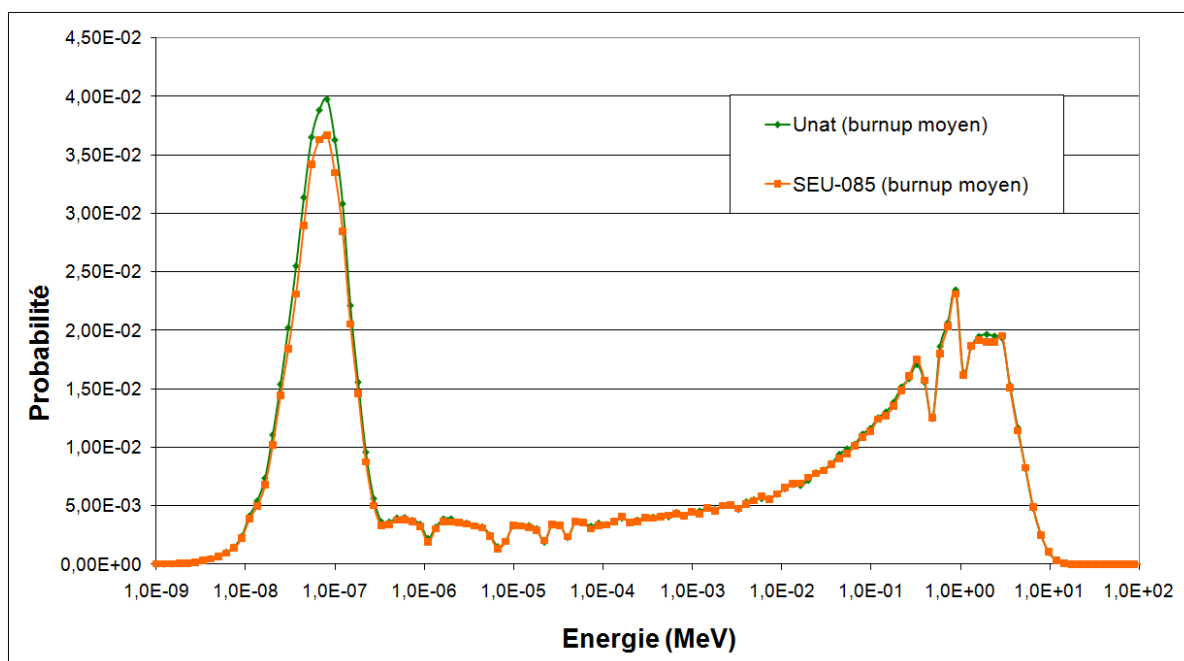


Figure 6.8: Spectres neutroniques dans le combustible d'une cellule CANDU 6 en fonction de son enrichissement

Influence de l'URT (de l'U-236)

Le faible écart observé pour les URT, dans le sens négatif, est dû à la présence de l'U-236 dans l'URT, dont les raies d'absorption s'élargissent par effet Doppler, et à la quantité légèrement inférieure de Pu produite dans l'URT.

6.3.2 Coefficient de température du modérateur

L'évolution du coefficient de température du modérateur est présentée sur la figure 6.9. Le coefficient de température du modérateur est globalement positif et augmente avec le burnup (de façon moins importante pour le SEU-085 que pour l'Unat). Il prend une valeur positive à l'équilibre du combustible (4150 MWj/t pour l'Unat, 6100 MWj/t pour le SEU-085) de +7.5 pcm/°C pour l'Unat et +8 pcm/°C pour le SEU-085. Les courbes des coefficients correspondant aux URT se confondent presque avec celles des combustibles équivalents (Unat ou SEU-085) : l'écart maximum observé est de -0.5 pcm/°C. L'impact de l'URT est donc négligeable sur le coefficient de température du modérateur.

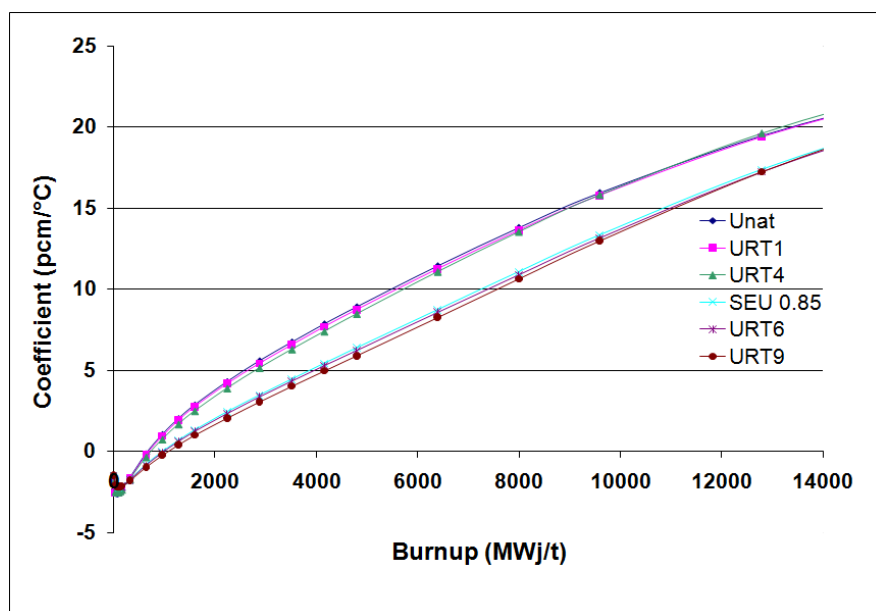


Figure 6.9: Évolution du coefficient de température du modérateur dans la cellule CANDU 6 pour différents combustibles

Analyse

L'augmentation de la température du modérateur entraîne une augmentation globale de l'énergie des neutrons, et donc un léger décalage du spectre vers les hautes énergies. A burnup nul, cet effet a un faible impact négatif sur la réactivité, puisqu'il a tendance à réduire le taux de fission dans l'U-235. Lorsque le burnup augmente, le coefficient de température augmente et devient positif à cause de la production de Pu-239 fissile, dont les fissions sont favorisées par le léger durcissement de spectre.

Influence de l'enrichissement du combustible

L'enrichissement du combustible a un impact négatif en absolu sur le coefficient de température du modérateur, car il a tendance à diminuer le taux de fission du Pu-239 : le flux thermique est diminué par l'enrichissement. Les écarts (négligeables) observés entre les cas des URT et des combustibles équivalents peuvent être attribués à la faible différence d'enrichissement, plus important dans les URT pour compenser les effets d'absorption de l'U-236.

6.3.3 Coefficient de température du caloporteur

L'évolution du coefficient de température du caloporteur est présentée sur la figure 6.10. Elle est similaire à celle du coefficient de température du modérateur, mais dans des proportions moins importantes : à l'équilibre du combustible, ce coefficient vaut +2.5 pcm/°C

pour l'Unat et $+2.7 \text{ pcm}/^{\circ}\text{C}$ pour le SEU-085. L'impact de l'URT est dans ce cas également négligeable : l'écart maximum est de $-0.2 \text{ pcm}/^{\circ}\text{C}$.

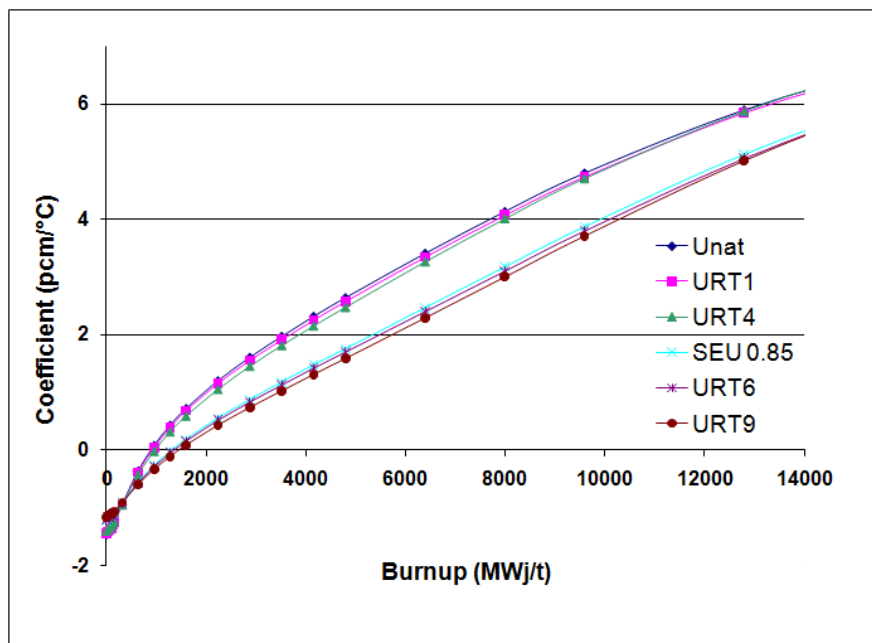


Figure 6.10: Évolution du coefficient de température du caloporteur dans la cellule CANDU 6 pour différents combustibles

Analyse

Les variations de la température du caloporteur ont le même genre d'effets sur la réactivité que celles de la température du modérateur, mais l'importance des diverses contributions diffère en raison du volume beaucoup moins grand de caloporteur, de la géométrie du cœur (le caloporteur est plus près du combustible) et de la température de fonctionnement plus élevée.

Les observations concernant l'impact de l'URT et de l'enrichissement du combustible sur le coefficient de température du modérateur sont valables pour le coefficient de température du caloporteur.

Globalement, on constate que l'impact de l'URT sur les coefficients de température est négligeable et de signe négatif (donc joue un rôle positif dans la sûreté du réacteur). On rappelle que c'est le coefficient de température du combustible qui a le plus d'influence sur la rétroaction globale de la température sur la réactivité, car c'est la température du combustible qui subit les plus grandes variations au cours de la vie d'un réacteur : on constate qu'avec de l'URT, le coefficient Doppler reste négatif.

6.3.4 Coefficient de vide du caloporteur

L'évolution du coefficient de vide du caloporteur est présentée sur la figure 6.11.

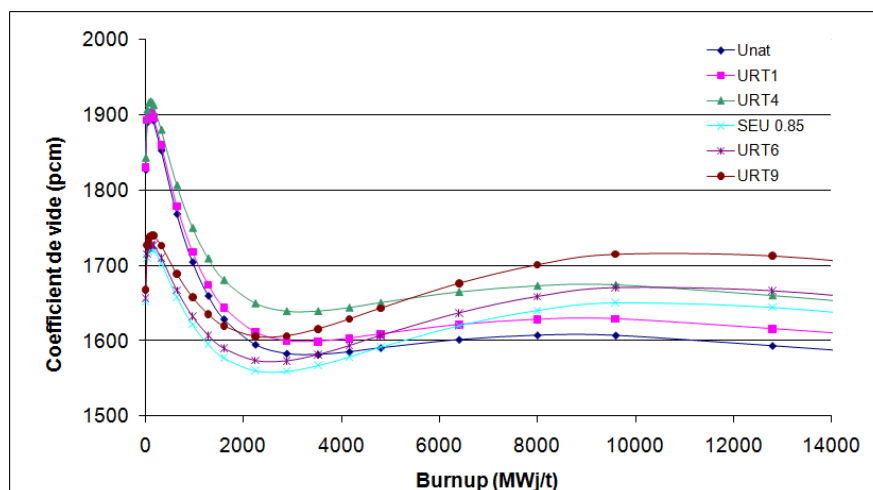


Figure 6.11: Évolution du coefficient de vide du caloporteur dans la cellule CANDU 6 pour différents combustibles

Le coefficient de vide est positif, il diminue légèrement avec le burnup. Dans le cas où le combustible est neuf, l'effet de vidange du caloporteur a un effet positif important sur la réactivité. La raison principale de cet effet positif est la diminution des absorptions liée au durcissement du spectre neutronique pour une cellule vidangée (voir figure 6.12).

En effet, en l'absence de caloporteur, les neutrons parviennent au modérateur avant d'avoir été thermalisés (ils peuvent même produire des réactions de fission rapides avec l'U-238), ils échappent donc aux résonnances d'absorption du domaine épithermique dans l'U-238. Ils sont ensuite thermalisés dans le modérateur et parviennent à un canal de combustible avec une énergie thermique. A l'entrée dans ce canal, au lieu d'équilibrer leur énergie avec la température du caloporteur (phénomène d'"up-scattering"), ils restent à la température du modérateur : le spectre thermique est donc plus doux pour une cellule vidangée.

Dans le cas où le combustible est irradié, les effets sont globalement les mêmes que dans le cas du combustible neuf, mais leur importance est légèrement affectée. Entre 0 et 2000 MWj/t, le coefficient diminue car l'U-238 est en quantité plus faible et du plutonium a été créé : le radoucissement du spectre thermique dans le caloporteur et dans le combustible, dû à l'absence de caloporteur chaud, défavorise la fission avec le Pu-239. Au-delà de 2000 MWj/t, on observe la formation significative des autres isotopes du Pu, dont les concentra-

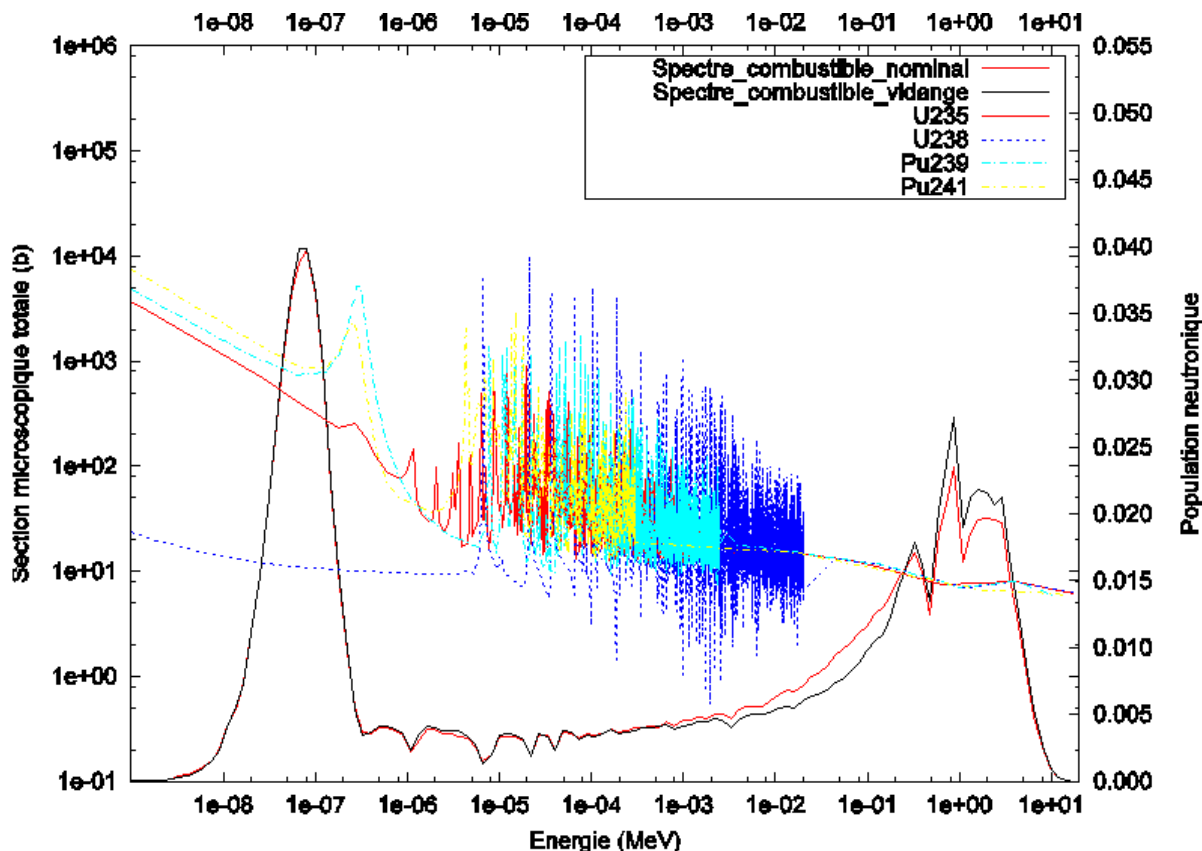


Figure 6.12: Comparaison des spectres neutroniques de la cellule CANDU 6 en fonctionnement nominal et vidangé

tions atteignent un équilibre, parmi lesquels le Pu-240 et le Pu-242 sont capturants et ont un effet similaire à celui de l'U-238 sur le coefficient de vide : ce dernier augmente légèrement.

A burnup nul, le coefficient de vide est plus important pour l'Unat (1900 pcm) que pour le SEU-085 (1700 pcm), ce qui est dû à la teneur en U-238 plus importante dans l'Unat que dans le SEU-085. A burnup moyen, la tendance s'inverse légèrement à cause de l'accumulation de Pu-239, plus importante dans l'Unat que dans le SEU-085, qui diminue très légèrement le coefficient de vide : elle est de l'ordre de 1600 pcm pour l'Unat, 1650 pcm pour le SEU-085. Globalement, l'impact de l'URT est négligeable sur le coefficient de vide : il y a une légère augmentation, inférieure à 5%, qui est causée par la présence de Pu-239 en moindre proportion dans les URT comparativement au combustible de référence, et aussi à la présence de l'U-236 qui joue le même rôle que l'U-238 (mais son effet est moins important).

6.3.5 Efficacité du bore dans le modérateur

L'évolution de l'efficacité du bore dans le modérateur est présentée sur la figure 6.13. L'efficacité moyenne du bore dans un CANDU 6 est très élevée : -700 pcm/ppm pour l'Unat et pour le SEU. Ceci est dû au fait que le bore possède une section efficace d'absorption très importante pour les neutrons thermiques, et que le spectre du CANDU 6 est particulièrement doux (figure 6.3). On observe une légère diminution de l'efficacité (augmentation en absolu) entre 2500 et 4000 MWj/t à cause de l'accumulation d'isotopes absorbants dans le domaine thermique qui font concurrence au bore.

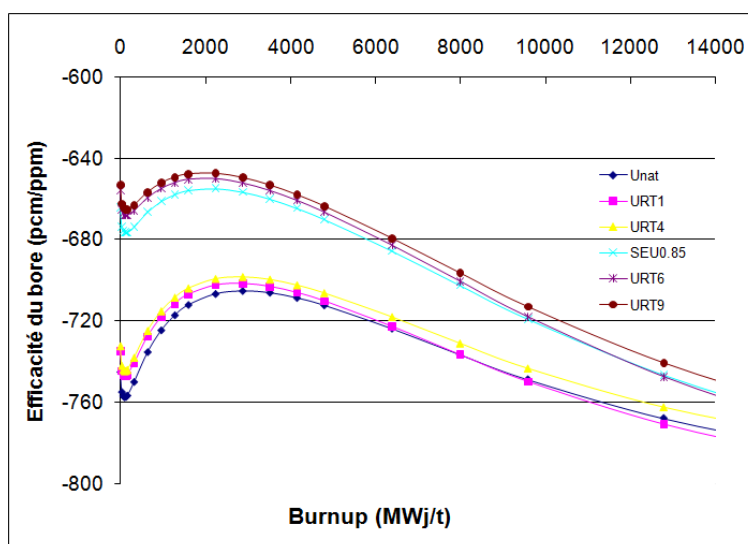


Figure 6.13: Évolution de l'efficacité du bore dans la cellule CANDU 6 pour différents combustibles

L'impact de l'URT sur l'efficacité du bore est négligeable : elle est diminuée de 1%. Ceci est dû au fait que l'URT est légèrement plus enrichi en U-235 que le combustible équivalent. La cellule avec de l'URT possède donc un spectre légèrement plus dur, et le bore y est moins efficace.

6.4 Impact de l'URT sur la puissance résiduelle du combustible

En s'appuyant sur des calculs d'évolution issus du code ORIGEN-S version SCALE 4.4a, nous avons observé l'impact de l'URT sur la puissance résiduelle du combustible entreposé pour une durée de 0 à 10 ans. Pour cela, nous avons comparé les combustibles suivants :

- Unat irradié à 7550 MWj/t (ce qui correspond à une durée de séjour en cœur de 236 jours) : burnup de déchargement minimum pour notre modèle

- Unat irradié à 8730 MWj/t (273 jours) : burnup de déchargement maximum
- URT irradié à 7550 MWj/t (236 jours)
- URT irradié à 8730 MWj/t (273 jours)

La figure 6.14 représente sur un même graphique l'évolutions des puissances résiduelles des produits de fission et des actinides contenus dans du combustible Unat irradié à 7550 MWj/t. On déduit de celle-ci que la principale composante (plus de 90%) de la puissance résiduelle est causée par le rayonnement dégagé par les produits de fission.

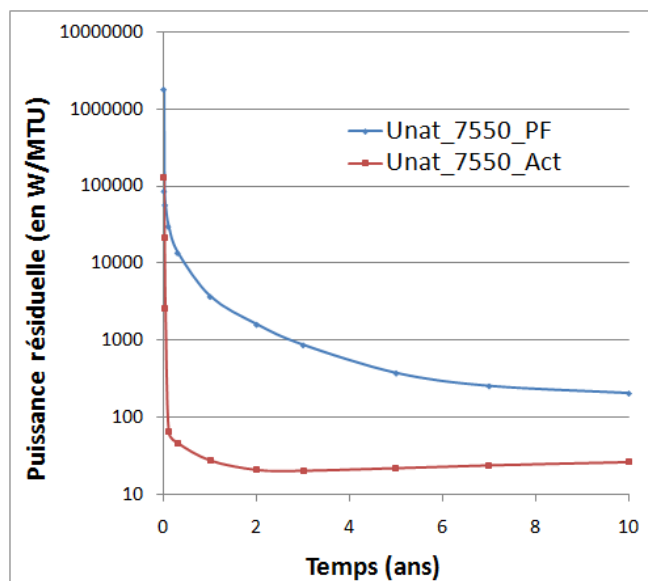


Figure 6.14: Puissances résiduelles issues des produits de fission et des actinides contenus dans l'Unat irradié à 7550 MWj/t

La figure 6.15(a) compare les évolutions des puissances résiduelles pour les différents combustibles considérés ci-dessus. On représente également sur la figure 6.15(b) la différence entre ces puissances résiduelles (en % de la valeur de référence obtenue avec le combustible Unat : $\text{Ecart} = 100 * \frac{\text{PuissanceResiduelle(URT)} - \text{PuissanceResiduelle(Unat)}}{\text{PuissanceResiduelle(Unat)}}$) pour les combustibles Unat et URT.

De l'observation de ces courbes, on peut conclure que le combustible URT irradié dégage une puissance résiduelle légèrement plus importante que le combustible Unat irradié, mais la différence reste négligeable puisqu'elle est inférieure à 1% au cours de la phase la plus importante de refroidissement (entre 0 et 3 ans, la puissance résiduelle totale est réduite d'un facteur 1000). Cette différence relative augmente par la suite jusqu'à une valeur inférieure à 10%, mais qui, dans l'absolu, reste négligeable (moins de 20 W/MTU).

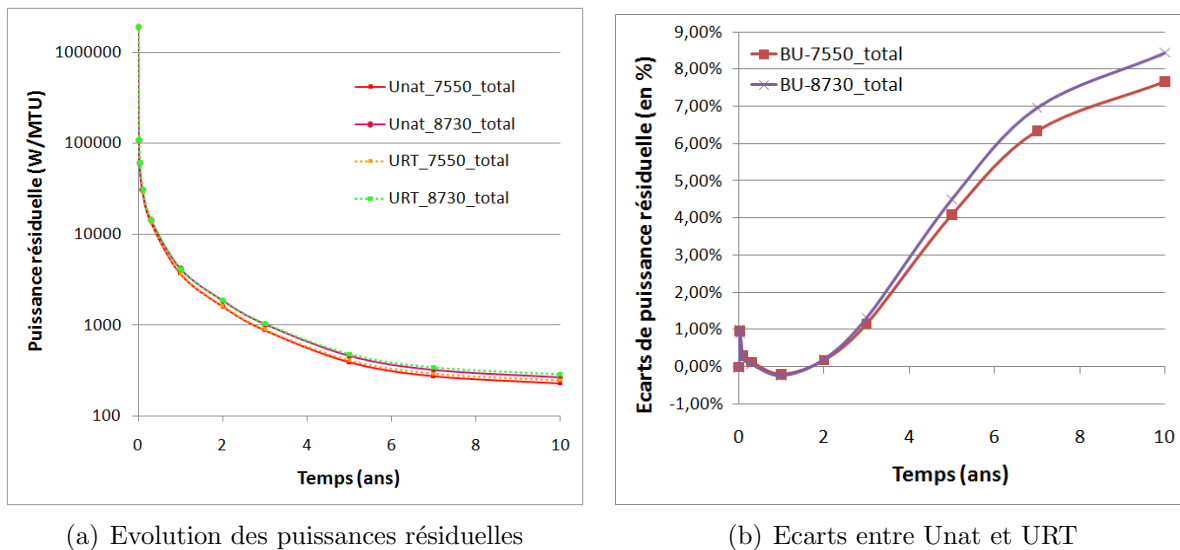


Figure 6.15: Comparaison des puissances résiduelles pour de l'Unat et de l'URT à différents niveau d'irradiation

Les contributions des produits de fission à la puissance résiduelle sont sensiblement les mêmes dans les cas de l'Unat et de l'URT (la différence maximale s'élève à peine à 1%, voir figure 6.16(a)), en revanche les contributions des actinides passent presque du simple au double entre le cas de l'Unat et celui de l'URT (voir figure 6.16(b)).

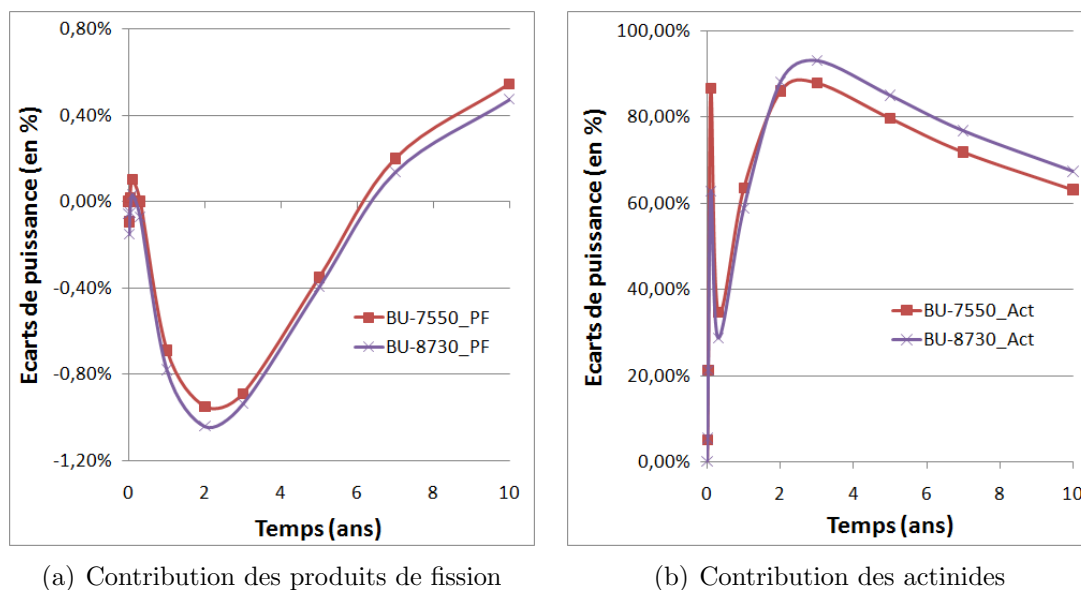


Figure 6.16: Comparaison des différentes contributions à la puissance résiduelle pour l'Unat et l'URT irradiés

On en déduit que la légère différence observée sur les puissances résiduelles totales des combustibles Unat et URT s'explique principalement par les différences de concentration des actinides entre l'URT et l'Unat irradiés. Les principaux actinides émetteurs de puissance résiduelle sont :

- le Pu-238, produit par désintégration β^- du Np-238 (lui-même issu de plusieurs captures successives initiées par l'U-235, puis U-236, U-237, Np-237), qui est un puissant émetteur de rayonnement α
- l'Am-241, produit par désintégration du Pu-241, également émetteur de rayonnement α
- d'autres isotopes tels que le Np-239, le Pu-240, le Cm-242 sont également contributeurs, mais en moindre proportion

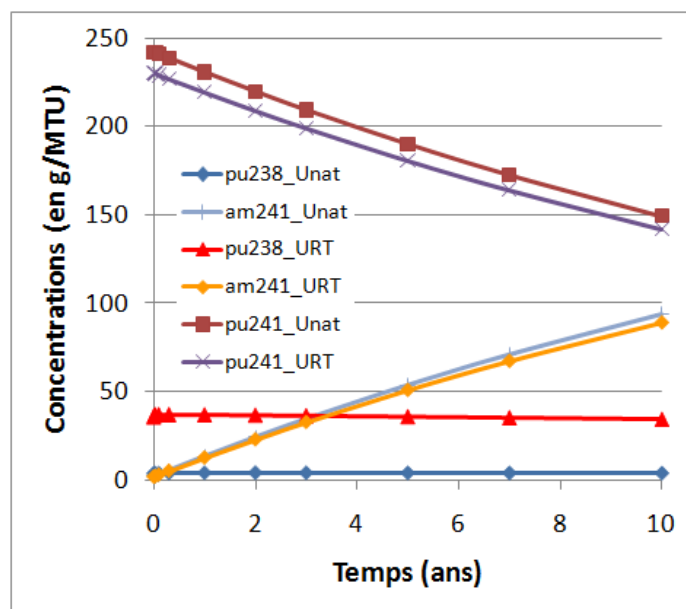


Figure 6.17: Evolution des concentrations des principaux actinides émetteurs de puissance résiduelle pour de l'Unat et de l'URT irradiés

D'après la figure 6.17, on constate que le Pu-238 est environ 10 fois plus concentré dans l'URT irradié que dans l'Unat irradié : à cause de la concentration importante d'U-236 dans l'URT (0.9%_m) et l'enrichissement en U-235 nécessaire pour compenser l'U-236, le Pu-238 est produit en plus grande quantité. Quant à l'Am-241, il est produit progressivement, par désintégration du Pu-241, lui-même issu de captures neutroniques initiées par l'U-238, il apparaît donc en plus grande quantité dans l'Unat irradié que dans l'URT irradié (puisque l'Unat contient, à l'origine, plus d'U-238) mais la différence est beaucoup plus faible que pour le Pu-238. Ceci explique la puissance résiduelle légèrement plus importante dans le cas de l'URT.

CHAPITRE 7

CONCLUSION

L'étude de faisabilité du recyclage de l'URT en réacteur à eau lourde a été réalisée pour le cas du réacteur CANDU 6, avec le type de grappe standard CANLUB.

Basée sur des calculs de cœur 3D moyennés dans le temps (à l'équilibre du rechargement) avec DRAGON puis DONJON Version4, la formule d'équivalence énergétique généralisée pour l'URT dans le CANDU 6 possède une précision de l'ordre de 0.005 % en absolu. Il ressort de cette formule que la présence des isotopes U-234 et U-236 dans l'URT pénalise très peu la valeur énergétique du combustible dans un CANDU 6, comparativement à un PWR, en raison du spectre neutronique très doux des réacteurs à eau lourde. La variabilité de la concentration en U-234 est même négligeable à l'échelle considérée pour notre étude d'équivalence.

L'étude relative à la sûreté, basée sur des calculs d'évolution de cellule 2D et des calculs de cœur 3D (moyennés dans le temps), montre que l'URT a un impact négligeable sur les paramètres de sûreté qui ont été étudiés : coefficients de température, coefficient de vide, efficacité des mécanismes de contrôle, puissance de canal maximum, ainsi que la puissance résiduelle en entreposage.

Les principales conclusions de cette étude menée sur le réacteur CANDU 6, à savoir le faible impact des isotopes U-236 et U-234 sur la valeur énergétique de l'URT, et la non remise en cause de la sûreté d'un cœur CANDU 6 chargé en URT, peuvent être étendues aux autres modèles de réacteurs basés sur la même technologie, tels que les réacteurs à eau lourde exploités en Inde, au Pakistan, en Roumanie, en Corée du Sud, en Chine, et en Argentine (pour Embalse) qui sont tous du type CANDU, mais différent dans leurs dimensions. Ces conclusions ne peuvent par contre pas être étendues à des réacteurs à eau lourde spécifiques comme ceux avec une cuve à la place de la calandre (Atucha en Argentine) ou avec un caloporteur gazeux (Fugen au Japon). On peut donc conclure que le recyclage de l'URT dans les réacteurs à eau lourde serait comparable à l'utilisation de l'Unat ou du SEU (uranium faiblement enrichi) dans les CANDU et offrirait en ce sens une alternative aux utilisations du SEU en CANDU, ou de l'URT en PWR, qui nécessitent une phase d'enrichissement coûteuse.

RÉFÉRENCES

- [1] V. RAICA et A. SINDILE, « Neutronics and thermohydraulics characteristics of the CANDU core fueled with slightly enriched uranium 0.9 % U235 », *in Fuel cycle options for light water reactors and heavy water reactors*, Institute for Nuclear Research, Romania, 1988.
- [2] P. FLORIDO, R. CRIMELLO, J. BERGALLO, A. MARINO, D. DELMASTRO, D. BRASNAROF et J. GONZALEZ, « CARA, new concept of advanced fuel element for HWR », *in Fuel cycle options for light water reactors and heavy water reactors*, Grupo Diseño Avanzado y Evaluación Económica, Centro Atómico Bariloche, Comisión Nacional de Energía Atómica, Argentina, 1988.
- [3] D. ROZON, *Gestion du combustible nucléaire*. Presses Internationales Polytechnique, 2007.
- [4] L. PATARIN, *Le cycle du combustible nucléaire*. EDP Sciences, 2002.
- [5] H. C. SUK, K.-S. SIM et J. H. CHUNG, « CANFLEX-RU fuel development program as one option of advanced fuel cycles in Korea », *in Fuel cycle options for light water reactors and heavy water reactors*, Korea Atomic Energy Research Institute, 1988.
- [6] D. TORGERSON, P. BOCZAR et A. DASTUR, « CANDU Fuel Cycle Flexibility », *in 9th Pacific Basin Nuclear Conference*, mai 1994.
- [7] J. S. LEE, M. YANG, H. S. PARK, H. H. LEE, K. P. KIM, J. SULLIVAN, P. BOCZAR et R. D. GADSBY, « The DUPIC fuel cycle synergism between LWR and PHW », *in Fuel cycle options for light water reactors and heavy water reactors*, KAERI, EACL, 1988.
- [8] CANTEACH, *Principes fondamentaux du réacteur CANDU*, 2006.
- [9] G. MARLEAU, A. HÉBERT et R. ROY, « A user guide for Dragon Version4 », Rap. tech. IGE294, Institut de Génie Nucléaire, 2010.
- [10] D. SEKKI, A. HÉBERT et R. CHAMBON, « A user guide for Donjon Version4 », Rap. tech. IGE300, Institut de Génie Nucléaire, 2010.
- [11] A. HÉBERT, *Applied Reactor Physics*. Presses Internationales Polytechnique, 2009.
- [12] A. HÉBERT, « A user guide for Trivac Version4 », Rap. tech. IGE293, Institut de Génie Nucléaire, 2010.
- [13] R. ROY, G. MARLEAU, J. TAJMOUATI et D. ROZON, « Modelling of CANDU reactivity control devices with the lattice code DRAGON », *in Annals of Nuclear Energy*, vol. 21, p. 115–132, Elsevier Ltd., February 1994.

- [14] R. CHAMBON, *Optimisation de la gestion du combustible dans les réacteurs CANDU refroidis à l'eau légère*. Thèse doctorat, École Polytechnique de Montréal, 2006.
- [15] R. ROY, « The CLE-2000 tool-box », Rap. tech. IGE163, Institut de Génie Nucléaire, 1999.
- [16] R. J. ELLIS, *Prospects of using reprocessed uranium in CANDU reactors, in the US GNEP Program*. Oak Ridge National Laboratory, 2008.